

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II  
ECOLE DOCTORALE:  
PHYSIQUE, MODÉLISATION ET SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

# Thèse

présentée pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université de la Méditerranée**

Spécialité : Mécanique

Option : Mécanique des Fluides

par

**Fabien TERNAT**

---

## ÉROSION DES SÉDIMENTS COHÉSIFS EN AUTOCONSOLIDATION

---

*Soutenue le 15 février 2007*

*Jury composé de :*

Dr. Pierre Le Hir	Président du jury
Pr. Walter Hans Graf	Rapporteur
Dr. Gérard Degoutte	Rapporteur
Pr. Roland Borghi	Examineur
Dr. Fabien Anselmet	Directeur de thèse
Dr. Muriel Amielh	Responsable IRPHE
Dr. Patrick Boyer	Responsable IRSN

---

Thèse préparée à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire  
I.R.S.N., Centre de Cadarache, 13108 St Paul lèz Durance



# Remerciements

Cette thèse a été menée à l'IRSN, au centre d'études de Cadarache. Je suis reconnaissant à l'ensemble des responsables qui se sont engagés pour la réalisation de ce travail : le chef de Service d'Etude du Comportement des Radionucléides dans l'Environnement M. Jean-Christophe Gariel, le chef de l'époque du Laboratoire de Modélisation de l'Environnement M. Pascal Santucci et le chef actuel M. Philippe Calmon ainsi que mon responsable de thèse M. Patrick Boyer. Je remercie la Région Provence-Alpes-Côte d'Azur pour le cofinancement qu'elle m'a accordé avec l'IRSN. Je remercie la société ANTEA Ingénierie pour son partenariat. Je tiens à souligner l'ensemble des moyens considérables et la confiance qui m'ont été accordés.

Je remercie Fabien Anselmet, mon directeur de thèse, qui m'a accepté comme étudiant sous sa responsabilité à l'IRPHE, permettant l'accès au canal HERODE et à tous les avantages d'un institut universitaire. Sa disponibilité, sa critique scientifique et sa pertinence ont su donner du sens à la moindre de mes intuitions. Merci aussi pour ces détours dans la vallée de la Maurienne, ses fromages...Merci.

Je poursuis avec Patrick Boyer, mon responsable de l'IRSN, dont j'ai beaucoup apprécié la spontanéité et la rigueur, qui ont su me rediriger lorsque je me dispersais dans mon travail. Entre nous resteront inoubliables les virées sur les bords du Rhône à la recherche d'une berge accessible, ses doigts bleus dans l'eau de la Durance l'hiver ou les moustiques, qui par centaines, venaient se coller sur nos visages grimaçants et suants de l'été, sans que l'on lâche nos précieux échantillons. Merci.

Je remercie Muriel Amielh pour l'encadrement du travail et particulièrement pour les expériences. Son savoir faire ainsi que sa maîtrise de tous les instruments, de Newton à nos jours, depuis leur pilotage jusqu'au traitement des données, en passant par les réglages et l'acquisition des signaux, ont rendu possible toutes les expériences que j'ai menées. J'ai beaucoup aimé ses remarques et ses conseils souvent inspirés de sagesse, qui évitent le surcroît de travail : "Le mieux est l'ennemi du bien", "Il ne faut pas changer tous les paramètres à la fois" ou encore "Le fil rouge avec le fil rouge...", sans oublier son style disco avec les lunettes sous les lasers. Merci.

Merci à Laurence Pietri, qui a accordé beaucoup de son temps aux expériences de qualification, et avec qui j'ai partagé de bons moments et quelques frissons aussi (descend de l'échelle, tu es enceinte!). Je salue la sympathique équipe technique de l'IRPHE : Jacky, Raymond, Mathieu et Fabrice dont les maintes interventions ont permis au canal de fonctionner. Merci à Franck pour le talent avec lequel il sait dépanner les soucis mécaniques (auto, moto...). Merci aussi aux secrétaires et personnels administratifs sans qui les formalités auraient été plus difficiles à remplir (n'est-ce pas Véro?), ainsi que Judith très efficace à la bibliothèque.

Je me souviens aussi de ces lueurs soudaines, au détour d'une remarque ou d'une conversation, qui m'ont beaucoup aidé dans mon travail. L'idée de la force de Van der Waals m'a été suggérée par François R.,

un vendredi soir en prenant l'apéritif. L'idée du diagramme de Mohr-Coulomb a été abordée très tôt lors des enrichissantes réunions avec Stéphane B., que je remercie profondément et qui m'a communiqué ses connaissances et sa grande motivation. J'étends mes salutations à tous ceux rencontrés au CEMAGREF du Tholonet. Je remercie aussi Christian G. du COM, pour ses conseils concernant les expériences. Merci à Romain F. qui m'a fait économiser beaucoup de temps avec le script de conversion d'images en pdf, et toutes ces astuces informatiques. Je salue aussi Bruno A., à qui je dois la multiplicité des interactions lors d'une remarque à réunion du GDR Midi à Carry (2006) ainsi que les membres des diverses réunions auxquelles j'ai assisté : le PPF "Érosion, Sédimentation et Glissement", l'ANR ERINOH et le réseau BIOFLOW.

Cette thèse a aussi été une école de la vie, qui n'aurait pas pu être réalisée sans le concours de mon entourage. Je commence par ceux qui m'ont facilité la vie en m'hébergeant autour de Marseille : Merci à Olivier S. d'Aix, à François de la rue Falque, puis avec Romain, rue des Bons Enfants et Franck avenue du Parc Zoologique. Merci à Flo et Domi pour les escales paisibles au Rove, à Charlie de la rue Fiole et à Patricia de chez qui la ville est belle la nuit. Je passe le bonjour aux travailleurs de passage au bâtiment 159, avec qui la sympathie s'est naturellement établie : Christophe B., Laure B., Claire D., Jing-Jing Z., Valérie D. et aussi celle qui m'appelait Fiston (son thé à la menthe) et Ben. Je pense aussi aux copains du LME, qui m'ont accueilli dans leur bureau : Christian, Laurent, Karine, Séverine, Véronique, Tao, Jean-Michel, Christophe et aussi Marc-André. Je n'oublierai pas les vendredi soirs décontractés avec les compagnons de la guitare qui racontent la vie comme on la chante : Charlotte et Ben, Ju, Fred et les autres. Je pense aussi à tous ceux avec qui j'ai partagé des bons moments de confession, d'amitié et de fête : Cot, Popesh, Franck, Payot, Fabrice, Grégoire, Kiki, Mimi, Olivier, Bertrand et les vinonnais : les enfants, Dom, Eve, Stéphane, Margot, Harry, Camille...Un clin d'œil à Jean-Christophe G. qui prend soin du corps et du mental.

Plus intime- ment, je salue  
mes parents, mes frères et sœur. Ils savent déjà que  
je les aime beaucoup pour leur précieux soutiens. Merci à tous  
ceux en qui j'ai trouvé la fraternité dans le regard, qui en dit bien  
plus que les mots. Merci aux femmes de ma vie, qui étaient toujours  
parées d'affection et de douceur : Patricia, Maud, Marie-Pierre,  
Jasmin, Karen, Domnine et ma mère. Je ne peux pas finir sans  
évoquer la grande absente, Mlle J., qui partageait ma solitude et  
qui m'a encouragé si souvent. Merci surtout à Celui qui Est  
et Qui donne la foi car j'en ai eu besoin. En effet, et je fi-  
nirai sur cette citation du Père Anselme (extrait de  
Prosologion, Oeuvres philosophiques) : "Je  
ne cherche pas à comprendre pour  
croire, mais je crois pour  
comprendre".





# Table des matières

Remerciements	iii
<b>I Synthèse bibliographique</b>	<b>3</b>
<b>1 Des transferts de polluants aux transferts sédimentaires</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.1.1 Origine et apports . . . . .	5
1.1.2 Description d'un cours d'eau . . . . .	7
1.1.3 Échanges solides/liquides . . . . .	10
1.2 Transferts de radionucléides dans la colonne d'eau . . . . .	12
1.2.1 Bilan en radionucléides dissous . . . . .	12
1.2.2 Bilan en radionucléides particuliers . . . . .	13
1.2.3 Bilan en matières en suspension . . . . .	14
1.2.4 Bilan de masse d'eau . . . . .	14
1.3 Transferts de radionucléides dans la colonne sédimentaire . . . . .	15
1.3.1 Bilan en radionucléides dissous . . . . .	16
1.3.2 Bilan en radionucléides particuliers . . . . .	16
1.4 Expression des flux . . . . .	17
1.4.1 Généralités . . . . .	17
1.4.2 Flux de radionucléides particuliers . . . . .	19
1.4.3 Flux de radionucléides dissous . . . . .	20
1.4.4 Flux de dépôt de matières solides . . . . .	20
1.4.5 Flux d'érosion de matières solides . . . . .	23
1.4.6 Flux en approche multiclassés . . . . .	24
1.5 Synthèse . . . . .	26
1.5.1 Système d'équations du problème de transferts de polluants . . . . .	26
1.5.2 Échelles de temps . . . . .	28
1.5.3 Problématique . . . . .	29
1.5.4 Moyens . . . . .	30
<b>2 Érosion et autoconsolidation des sédiments cohésifs</b>	<b>31</b>
2.1 Érosion des sédiments non cohésifs . . . . .	31
2.2 Érosion des sédiments cohésifs consolidés . . . . .	34

2.2.1	Mode d'érosion . . . . .	34
2.2.2	Influence de l'environnement sur l'érosion . . . . .	35
2.3	Caractérisation des matières cohésives d'un cours d'eau . . . . .	40
2.3.1	Minéralogie . . . . .	40
2.3.2	Identification de la cohésion . . . . .	47
2.4	Autoconsolidation . . . . .	52
2.4.1	Définition de l'autoconsolidation . . . . .	52
2.4.2	Arrangements entre particules et compressibilité . . . . .	52
2.4.3	Description stratifiée d'un dépôt . . . . .	53
2.4.4	Relations expérimentales entre l'état de compaction et le seuil d'érosion	57
2.4.5	Modèles d'autoconsolidation . . . . .	58
2.5	Synthèse . . . . .	62
2.5.1	Conséquence de l'autoconsolidation sur les flux . . . . .	62
2.5.2	Bilan de la bibliographie . . . . .	64

## II Modélisation 67

### 3 Modélisation de la tension critique d'érosion 69

3.1	Bibliographie . . . . .	69
3.1.1	Bilan des forces . . . . .	69
3.1.2	Critère d'érosion . . . . .	70
3.1.3	Poids déjaugé . . . . .	71
3.1.4	Entraînement hydrodynamique . . . . .	71
3.1.5	Sustentation hydrodynamique . . . . .	73
3.2	Seuil d'érosion de sédiments cohésifs non consolidés . . . . .	74
3.2.1	Généralités . . . . .	74
3.2.2	Modèle de Pilotti (2001) . . . . .	75
3.2.3	Modèle de Dade (1992) . . . . .	75
3.2.4	Modèle sur la base de Graf (1984) . . . . .	76
3.2.5	Comparaison et choix du modèle . . . . .	76
3.3	Seuil d'érosion de sédiments cohésifs consolidés . . . . .	77
3.3.1	Généralités . . . . .	77
3.3.2	Modèle de Dade (1992) . . . . .	78
3.3.3	Modèle de Gargani (2004) . . . . .	79

### 4 Modélisation de la cohésion 81

4.1	Expression de la force de cohésion . . . . .	81
4.2	Mise en lien avec l'état de compaction . . . . .	81
4.3	Force de cohésion entre deux particules . . . . .	85
4.4	Nombre de coordination . . . . .	85
4.5	Surface de répartition de la force . . . . .	88
4.6	Force de cohésion entre plusieurs particules . . . . .	89

<b>5</b>	<b>Application préliminaire du modèle</b>	<b>91</b>
5.1	Analyse du diagramme de Shields . . . . .	91
5.2	Solution directe du problème . . . . .	92
5.3	Résolution par correction des modèles non consolidés en modèles consolidés	95
5.4	Interactions entre deux particules . . . . .	96
5.5	Interactions multiples entre particules . . . . .	99
5.6	Vérification avec la bibliographie . . . . .	101
<b>III</b>	<b>Expériences</b>	<b>103</b>
<b>6</b>	<b>Canal HERODE</b>	<b>105</b>
6.1	Présentation . . . . .	105
6.2	Qualification . . . . .	107
6.2.1	Volume d'eau dans le canal . . . . .	107
6.2.2	Expression du frottement . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Présentation des expériences, du matériel et des méthodes d'analyse</b>	<b>115</b>
7.1	Échantillonnage . . . . .	115
7.1.1	Méthode de prélèvement . . . . .	115
7.1.2	Transport et stockage . . . . .	117
7.1.3	Mise en place dans le canal . . . . .	118
7.2	Remise en suspension . . . . .	119
7.2.1	Principe . . . . .	119
7.2.2	Mesure de la concentration . . . . .	119
7.3	Mesures complémentaires . . . . .	122
7.3.1	Porosité du lit sédimentaire . . . . .	122
7.3.2	Granulométrie du lit sédimentaire . . . . .	122
7.4	Analyse des données . . . . .	122
7.4.1	Conversion turbidité/concentration . . . . .	122
7.4.2	Détermination des paramètres d'érosion . . . . .	122
7.4.3	Reconstitution des couches d'érosion . . . . .	123
<b>8</b>	<b>Campagnes de remise en suspension</b>	<b>125</b>
8.1	Description des lieux de prélèvement . . . . .	125
8.1.1	Mas-Thibert . . . . .	125
8.1.2	Prise d'eau du canal Bas-Rhône-Languedoc (BRL) . . . . .	127
8.1.3	Retenue de Valabrègues . . . . .	127
8.1.4	Cadarache . . . . .	127
8.1.5	Berre . . . . .	128
8.2	Méthode d'analyse . . . . .	128
8.2.1	Stratégie des expériences . . . . .	128
8.2.2	Calage de la loi d'érosion . . . . .	129

<b>IV</b>	<b>Résultats et applications</b>	<b>135</b>
<b>9</b>	<b>Résultats</b>	<b>137</b>
9.1	Résultats des analyses . . . . .	137
9.1.1	Turbidité et concentration . . . . .	137
9.1.2	Porosité . . . . .	137
9.1.3	Granulométrie . . . . .	139
9.1.4	Minéralogie . . . . .	139
9.2	Résultats pour le seuil d'érosion . . . . .	141
9.3	Résultats pour la cinétique d'érosion . . . . .	144
<b>10</b>	<b>Applications</b>	<b>149</b>
10.1	Application du modèle à la remise en suspension dans HERODE . . . . .	149
10.1.1	Paramétrage du modèle . . . . .	149
10.1.2	Comparaison entre le modèle et les expériences . . . . .	149
10.2	Paramétrage du modèle de compaction à partir des mesures de porosité . .	154
10.3	Modèle de compaction . . . . .	155
10.4	Diagramme de type Mohr-Coulomb . . . . .	161
<b>V</b>	<b>Conclusion</b>	<b>165</b>
<b>VI</b>	<b>Annexes</b>	<b>173</b>
<b>A</b>	<b>Données des résultats des expériences</b>	<b>175</b>
A.1	Remise en suspension . . . . .	175
A.2	Profondeurs érodées . . . . .	178
A.3	Profils de tension critique d'érosion . . . . .	180
<b>B</b>	<b>Équation moyenne en espace et en temps de la concentration dans un VER</b>	<b>183</b>
B.1	Moyenne spatiale et opérateurs . . . . .	183
B.2	Équation de transport moyennée sur un VER pour la concentration moyenne dans un mouvement turbulent . . . . .	185
B.2.1	Équation de continuité . . . . .	185
B.2.2	Équation de transport turbulent . . . . .	186
B.2.3	Choix de l'interface . . . . .	188
<b>C</b>	<b>Données bibliographiques</b>	<b>191</b>
C.1	Lee (2004) . . . . .	191
C.2	Kamphuis (1983) . . . . .	192
C.3	Kelly (1981) . . . . .	193
<b>D</b>	<b>Résolution numérique du critère d'érosion</b>	<b>195</b>

<b>E</b>	<b>Modèle de consolidation de Lee</b>	<b>197</b>
E.1	Construction des équations . . . . .	197
E.2	Loi de Darcy . . . . .	198
E.3	Équation de continuité . . . . .	199
E.4	Consolidation unidimensionnelle . . . . .	199
<b>F</b>	<b>Hydraulique des canaux à surface libre</b>	<b>203</b>
F.1	Vélocimétrie des canaux à surface libre . . . . .	203
F.1.1	Vélocimétrie par film chaud . . . . .	204
F.1.2	Vélocimétrie Laser Doppler . . . . .	205
F.2	Frottement turbulent sur une paroi plane . . . . .	207
F.2.1	Équations de la couche limite . . . . .	207
F.2.2	Représentations approchées de la couche limite . . . . .	211
F.2.3	Région interne/externe et loi de paroi . . . . .	213
F.2.4	Détermination du frottement à partir du profil de vitesse . . . . .	215
<b>G</b>	<b>Publication des résultats sur les cinétiques de chute des particules</b>	<b>217</b>
<b>H</b>	<b>Publication sur la modélisation des transferts de polluants dans la colonne sédimentaire</b>	<b>227</b>
<b>I</b>	<b>Publication des résultats sur l'accélération</b>	<b>235</b>
<b>J</b>	<b>Valorisation des compétences</b>	<b>243</b>
J.1	Compétences, savoir faire, qualités professionnelles et personnelles . . . . .	243
J.1.1	Domaine d'expertise . . . . .	243
J.1.2	Connaissances acquises . . . . .	244
J.1.3	Compétences organisationnelles . . . . .	244
J.1.4	Méthode de travail . . . . .	244
J.1.5	Savoir faire . . . . .	244
J.1.6	Qualités personnelles . . . . .	245
J.1.7	Réseau . . . . .	245
J.2	Résultats, impact de la thèse . . . . .	246
J.2.1	Pour le laboratoire . . . . .	246
J.2.2	Pour moi . . . . .	246

<b>Table des figures</b>	<b>247</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>253</b>
<b>Liste des principales variables</b>	<b>261</b>
<b>Références</b>	<b>269</b>

## Avant propos

L'objectif de la première partie de ce travail est de faire le lien entre les transferts de radionucléides et les flux d'eau et de matières dans un cours d'eau. Nous verrons que les principaux flux sont le dépôt des matières en transit dans le cours d'eau et leur érosion, qui est au centre de nos préoccupations puisque ce processus contribue aux principaux flux à moyen et long terme (chap. 1). Ensuite nous abordons le lien entre l'érosion et la consolidation des sédiments (chap. 2).

En deuxième partie, nous proposons la construction d'un modèle d'évaluation du seuil d'érosion d'un sédiment cohésif. Pour cela, nous établissons un modèle d'évaluation du seuil d'érosion d'un sédiment cohésif (chap. 3), prenant en compte une force de cohésion. Le chapitre suivant (chap. 4) s'intéresse à élaborer une expression de cette force en lien avec l'état de consolidation de la matière érodée. La modélisation ainsi développée fait l'objet d'une vérification préliminaire à partir d'éléments de base de la sédimentologie (chap. 5).

La troisième partie décrit les expériences de remise en suspension artificielle menées pour accompagner la modélisation. Elles ont été conduites dans un canal en laboratoire, qui a fait l'objet d'une qualification (chap. 6). Après une description des moyens de mesure et d'analyse (chap. 7), nous présentons les campagnes de prélèvement et les analyses des expériences de remise en suspension (chap. 8).

En dernière partie, nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux (chap. 9), que nous confrontons avec l'application du modèle dans les conditions expérimentales (chap. 10).





# Première partie

## Synthèse bibliographique



# Chapitre 1

## Des transferts de polluants aux transferts sédimentaires

### 1.1 Introduction

#### 1.1.1 Origine et apports

Les radionucléides sont des entités chimiques (atomes ou ions) dont le noyau est instable à cause d'un défaut ou d'un excès de neutrons (Bergeonneau, 2004). Cette instabilité se traduit par une désintégration du noyau, qui se fractionne en entités de masse atomique plus petite en émettant un rayonnement radioactif. Pour un élément donné, ce rayonnement est caractérisé par un nombre de désintégrations par unité de temps :  $1Bq$  correspond à une désintégration par seconde. Avec le temps, le milieu est de moins en moins actif : on parle de décroissance radioactive, caractérisée par le coefficient  $\lambda$  ( $s^{-1}$ ). On définit aussi la période de demie vie  $T_{1/2}$ , temps pour lequel l'activité du noyau a été divisé par deux. La décroissance radioactive est alors définie par la relation :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (1.1.1)$$

À l'origine, la radioactivité a été découverte sur des éléments naturels, sous forme résiduelle. Ces résidus de matière radioactive qui composent notre planète, sont issus de l'explosion des poussières d'étoiles, elles-même radioactives. En estimant l'âge de notre planète à environ 4,5 milliards d'années, les éléments radioactifs résiduels sont ceux dont la période de demie-vie est très grande.

La radioactivité artificielle est apparue en 1896 et c'est depuis 1945 que le niveau de radioactivité ambiant de certains compartiments écologiques a sensiblement augmenté. Parmi les sources de contamination, il faut noter les contributions significatives des es-

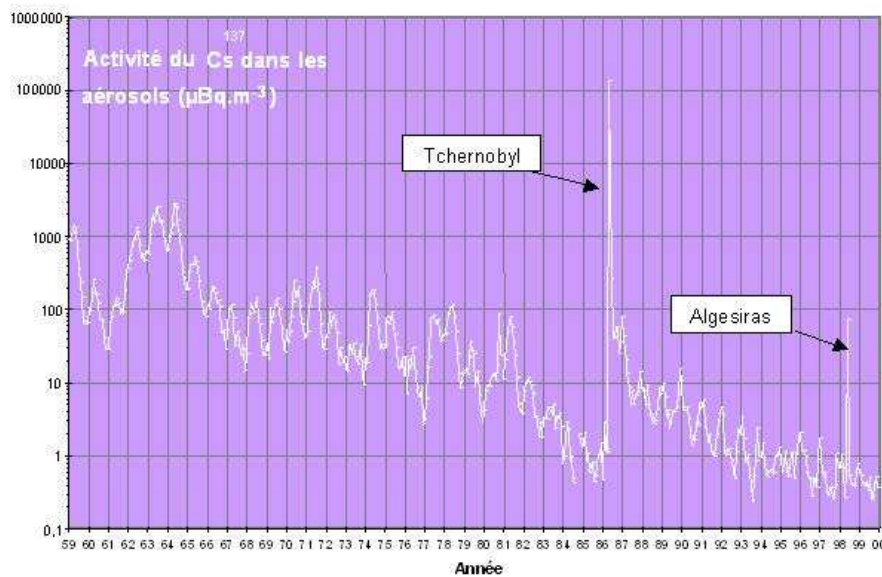


FIGURE 1.1.1: Évolution de l'activité en césium 137 de 1959 à 2000 en France dans les aérosols, d'après IRSN (1997).

sais d'armes nucléaires, les accidents de centrales nucléaires<sup>1</sup> et autres incidents<sup>2</sup> (IRSN, 1997). Ces éléments sont visibles par exemple sur la figure 1.1.1 qui présente le suivi, en France, de l'activité en  $^{137}\text{Cs}$ , un isotope du césium dont la période de demie vie est d'environ 30 ans (Ancelin *et al.*, 1979). L'utilisation de l'énergie nucléaire s'est étendue à l'industrie du cycle du combustible et aux applications médicales. La contribution des sources d'exposition pour un homme en France se répartit selon le diagramme de la figure 1.1.2. Bien que la part imputable à l'exploitation industrielle de l'énergie nucléaire paraisse faible, des moyens considérables sont mis en œuvre, afin d'assurer la protection de l'homme et de l'environnement ainsi que la sûreté des installations. Une des missions de l'IRSN est d'assurer cette maîtrise.

Les apports en polluant se font principalement dans l'atmosphère sous forme gazeuse ou dans les cours d'eau sous forme liquide. Ces apports sont caractérisés par leur position dans l'espace et la durée du rejet. Les dépôts atmosphériques se font sur la surface des eaux et sur la terre. Sur la terre, à chaque pluie ou fonte des neiges, c'est le lessivage des bassins versants qui draine les radionucléides jusqu'aux cours d'eau. Une fois dans l'eau, le polluant est transporté selon des mécanismes détaillés plus loin. Les rejets se distinguent dans le temps par les apports chroniques, dont l'émission est continue dans le temps<sup>3</sup>,

<sup>1</sup>Tchernobyl, avril 1986 ; Three Mile Island.

<sup>2</sup>Incinération de métaux radioactifs, Algesiras, Espagne, 1998 ; chute de satellites portant du matériel radioactif.

<sup>3</sup>On parle de durée de rejet.

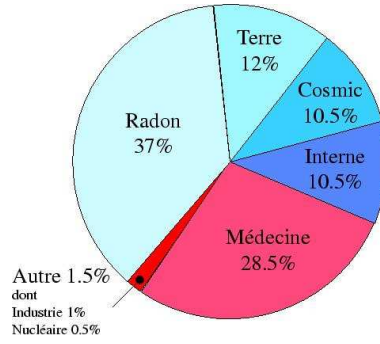


FIGURE 1.1.2: Part des différentes sources d'exposition radioactives pour un homme en France, d'après IRSN (1997).

et les apports aigus, marqués par une durée d'émission localisée dans le temps (sur une courte durée). Les émissions industrielles de routine contribuent aux apports chroniques<sup>4</sup>, alors que les accidents correspondent aux apports aigus.

Des radionucléides sont donc artificiellement émis dans différents compartiments écologiques de notre environnement. Il est important de savoir s'ils peuvent constituer un risque, donc de déterminer comment ils se répartissent. Nous nous intéressons en particulier aux transferts dans les cours d'eau continentaux, que nous commençons par décrire.

### 1.1.2 Description d'un cours d'eau

Nous considérons un cours d'eau, composé d'une colonne sédimentaire et d'une colonne d'eau (Fig. 1.1.3). La colonne d'eau  $\Omega_w$  comporte les matières en suspension, formant le sous ensemble  $\Omega_{ws}$ , et d'autre part l'eau et les espèces dissoutes, formant le sous ensemble  $\Omega_{ww}$  :  $\Omega_w = \Omega_{ww} \cup \Omega_{ws}$ . La colonne sédimentaire  $\Omega_s$  est constituée de l'eau interstitielle  $\Omega_{sw}$  et de la matrice sédimentaire  $\Omega_{ss}$  :  $\Omega_s = \Omega_{sw} \cup \Omega_{ss}$ . L'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire est notée  $\partial\Omega_{sw}$ . Les sédiments sont classés en fonction de différentes propriétés (granulométrie, forme et composition des particules, texture et plasticité dans le dépôt). Considérons en premier lieu la granulométrie, car elle renseigne sur la taille des particules, que l'on rencontre en suspension dans la colonne d'eau ou sous forme de dépôt.

<sup>4</sup>Des normes d'émission imposent des concentrations, et des volumes sur ces rejets.

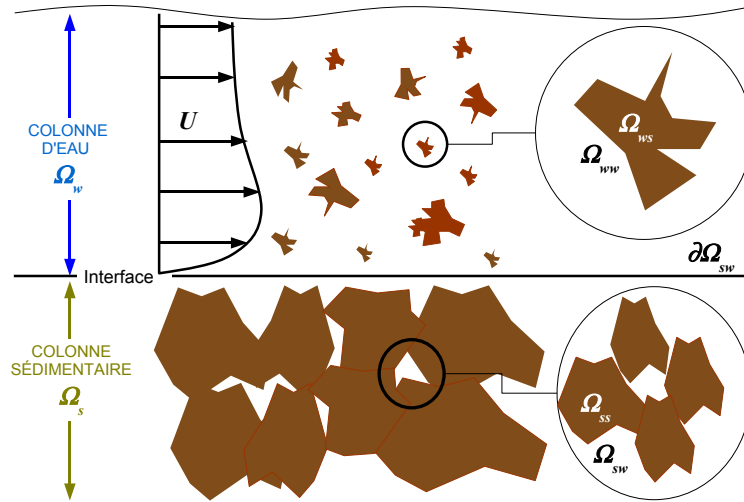


FIGURE 1.1.3: Représentation d'un cours d'eau.

Différentes classifications<sup>5</sup> existent et sont globalement équivalentes, comme le montre la figure 1.1.4. La limite granulométrique entre les particules cohésives et les particules non cohésives se situe aux environs de  $64 \mu m$ , regroupant les silts, les argiles et les colloïdes. La limite entre les phases dissoutes (ou colloïdales) et particulaires, se situe aux alentours de  $0,45 \mu m$ . Parfois dans ce manuscrit, le terme de vase sera utilisé : il s'apparente aux mélanges à dominante argileuse.

Les radionucléides sont considérés sous deux formes principales (Alloway, 1995) :

- la forme dissoute dans l'eau, présente dans la colonne d'eau  $\Omega_{ww}$  et l'eau interstitielle de la colonne sédimentaire  $\Omega_{sw}$  ;
- les formes fixées sur les matières, comprenant les particules en suspension dans la colonne d'eau  $\Omega_{ws}$  et celles qui composent le lit sédimentaire  $\Omega_{ss}$ .

Il est facile de comprendre que la forme dissoute des polluants soit présente partout où il y a de l'eau. Cependant, certaines particules sont impliquées à cause de leur réactivité chimique vis à vis des polluants. Le paragraphe suivant explique comment.

<sup>5</sup>Les sigles ont la signification suivante :

- ASTM = American Society for Testing and Materials (1991)
- AASHTO = American Association for State Highway and Transportation Officials (1990)
- USCS = Unified Soil Classification System (US Bureau of Reclamation, 1974 ; US Army Engineer WES, 1960)
- MIT = Massachusetts Institute of Technology (Taylor, 1948)

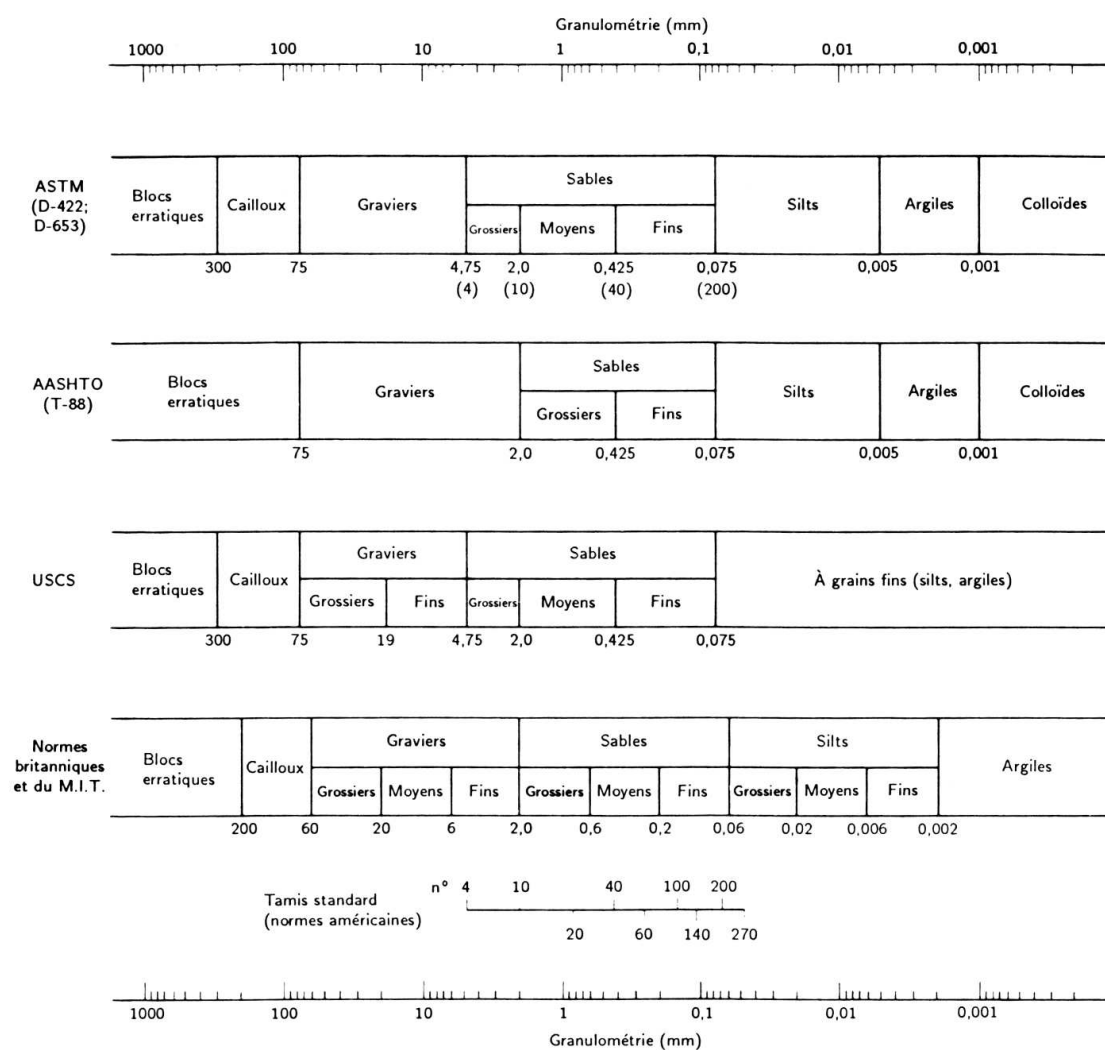


FIGURE 1.1.4: Classifications granulométriques des matières d'un cours d'eau (d'après Al-Hussaini (1977), cité par Holtz & Kovacs (1981))

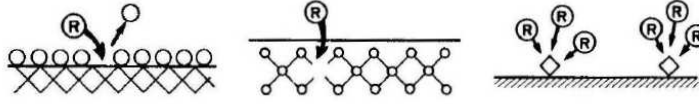


FIGURE 1.1.5: Mécanismes d'échange solide-liquide d'un radionucléide  $R$  avec une particule, d'après McKinley & Alexander (1992).

### 1.1.3 Échanges solides/liquides

#### 1.1.3.1 Mécanismes d'échanges entre les phases liquide et solide

Dans la phase liquide, la complexation<sup>6</sup> est le principal phénomène contribuant à la stabilité des espèces dissoutes. En général, on imagine la complexation entre un radionucléide dissous et un ligand minéral ou organique. Ces complexes ainsi formés peuvent entrer dans la composition des colloïdes, et s'associer aux phases particulières par adsorption. Les échanges entre forme dissoute et forme particulière se font par trois processus : l'adsorption-désorption (Fig. 1.1.5, à gauche), l'échange d'ion (Fig. 1.1.5, au milieu), et la précipitation-coprécipitation-dissolution (Fig. 1.1.5, à droite) (Fournier-Bidoz & Garnier-Laplace, 1994). Ces échanges se font par substitution isomorphique avec les ions du réseau cristallin du minéral ou dans la matière organique<sup>7</sup>. Ils sont aussi réversible, puisque le polluant peut repasser en solution sous certaines conditions du pH et du potentiel rédox<sup>8</sup> (Fournier-Bidoz & Garnier-Laplace, 1994).

#### 1.1.3.2 Cinétique des échanges

Un radionucléide dissous  $RN^D$  peut donc se fixer sur une matrice solide que nous notons  $\equiv S$  pour donner un radionucléide fixé sur la matière, noté  $RN \equiv S$ . L'échange entre ces formes s'appelle sorption, dont voici l'équation chimique :



L'activité de la forme dissoute  $[RN^D]$  est notée  $r^D$  ( $Bq.m^{-3}$ ) et l'activité particulière  $[RN \equiv S]$  ( $Bq.kg^{-1}$ ) est notée  $r^S$ . Les cinétiques d'échange entre ces formes sont notées  $\omega^+$  pour l'adsorption et pour la désorption  $\omega^-$ . Ces coefficients dépendent des paramètres

<sup>6</sup>La complexation est une réaction chimique entre une espèce donnée, souvent ionique notée  $M^{n+}$  et un ensemble de ligands  $L^-$  :  $M^{n+} + nL^- \rightleftharpoons ML_n$

<sup>7</sup>Ingestion par un organisme vivant.

<sup>8</sup>On parle de désorption.



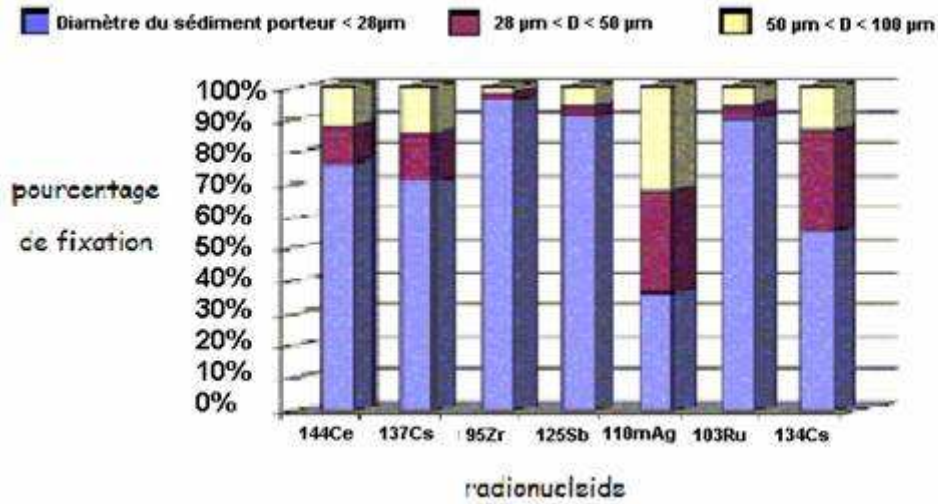


FIGURE 1.1.6: Répartition du pourcentage de fixation des radionucléides en fonction de la granulométrie des particules, Guéguénat (1976) cité dans Ancelin *et al.* (1979).

hydrologiques<sup>9</sup>, des paramètres définissant les phases solides et liquides<sup>10</sup>, des paramètres définissant le radionucléide (Fournier-Bidoz & Garnier-Laplace, 1994). L'activité totale dans le cours d'eau provient donc des fractions dissoute et particulaire des radionucléides. Ceci peut s'écrire en faisant apparaître la concentration en matières  $C$  ( $kg.m^{-3}$ ) de la manière suivante :

$$r^T = r^D + r^S \times C \quad (1.1.3)$$

### 1.1.3.3 Fixation par classe

L'affinité pour les matières n'est pas la même selon le type de radionucléides et de matières. La granulométrie et la nature des particules qui composent les matières semblent le plus influencer sur le phénomène de sorption. Généralement, l'affinité des radionucléides est plus forte pour les petites particules (Fig. 1.1.6). Les classes sont désignées par l'indice  $j$ . L'activité totale peut se réécrire de la manière suivante :

$$r^T = r^D + \sum_{j=1}^m r_j^S \times C_j \quad (1.1.4)$$

où  $C_j$  est la concentration en matières de classe  $j$ . Il faut noter le rôle crucial des fines

<sup>9</sup>Parmi eux le temps de contact, la concentration, le débit, la turbulence.

<sup>10</sup>Composition physico-chimique, pH potentiel rédox.

particules à caractère colloïdal qui fixent des radionucléides. Notamment les études ont été menées pour quelques radionucléides<sup>11</sup>. Elles ont révélé le rôle évacuateur des fines particules et des colloïdes, contribuant dans le Rhône à environ 40% du transport total de ces radionucléides<sup>12</sup> (Eyrolle & Charmasson, 2004).

En somme, l'émission de radionucléides dans un cours d'eau conduit à la contamination des matières du cours d'eau par échanges chimiques. Les classes de matières les plus fines sont principalement concernées, c'est-à-dire les silts, les argiles et les colloïdes. Détaillons à présent les mécanismes qui animent les formes dissoutes et particulières des polluants, dans la colonne d'eau puis dans la colonne sédimentaire.

## 1.2 Transferts de radionucléides dans la colonne d'eau

### 1.2.1 Bilan en radionucléides dissous

Les bilans s'écrivent sous la forme d'équations locales. L'activité dissoute dans l'eau d'un bief hydrographique est décrite par l'équation générale de transport de la concentration en polluants par advection et diffusion. Pour une concentration en polluant  $R$  (en  $Bq.m^{-3}$  ou  $mol.m^{-3}$ ) et en absence de terme source, cette équation s'écrit habituellement de la manière suivante (Graf & Altinakar, 1996) :

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( R \cdot \vec{v}_w - K^D \vec{\nabla} \cdot R \right) = 0 \quad (1.2.1)$$

où  $K^D$  ( $m^2.s^{-1}$ ) est le coefficient de diffusion moléculaire et turbulente et  $\vec{v}_w$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse du fluide dans la colonne d'eau. Dans le membre de gauche de cette équation, le premier terme décrit le transport par advection à la vitesse du fluide  $\vec{v}_w$ , le deuxième terme le transport par diffusion dans le milieu fluide. Pour un radionucléide  $i$ , la décroissance radioactive doit être prise en compte, ainsi que sa réactivité chimique, d'où l'équation pour l'activité :

$$\frac{\partial r_{w,i}^D}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( r_{w,i}^D \cdot \vec{v}_w - K_i^D \vec{\nabla} \cdot r_{w,i}^D \right) = -(\lambda_i + \omega_i^+) \cdot r_{w,i}^D + \omega_i^- \cdot C_w \cdot r_{w,i}^S \quad (1.2.2)$$

où  $r_{w,i}^D$  désigne l'activité dissoute du radionucléide  $i$  dans la colonne d'eau,  $K_i^D$  ( $m^2.s^{-1}$ ) le coefficient de dispersion<sup>13</sup>,  $\vec{v}_w$  la vitesse du fluide,  $\lambda_i$  ( $s^{-1}$ ) la constante de décroissance

---

<sup>11</sup><sup>137</sup>Cs, le <sup>106</sup>Ru, le <sup>60</sup>Co, le <sup>238</sup>Pu, le <sup>239/240</sup>Pu

<sup>12</sup>Le reste de l'export se faisant entre autre par transport de la phase dissoute et assimilation dans les réseaux trophiques par la faune et la flore.

<sup>13</sup>C'est-à-dire la somme des diffusivités moléculaire et turbulente.

radioactive du radionucléide  $i$ .  $\omega_i^+$  et  $\omega_i^-$  sont les cinétiques de sorption et désorption entre l'eau et les matières<sup>14</sup>, et  $C_w$  ( $kg.m^{-3}$ ) la concentration en matières en suspension. Cette équation locale est valable en tout point du domaine  $\Omega_w$  (Fig. 1.1.3). L'indice  $i$  n'est plus noté pour des raisons de clarté mais il faut garder à l'esprit que toutes les équations portant sur l'activité sont écrites pour chaque radionucléide  $i$ .

À l'échelle macroscopique, cette équation s'exprime par la valeur moyenne dans le bief, moyennée sur un volume élémentaire représentatif (VER), grâce à l'opérateur de moyenne spatiale  $\langle . \rangle$  défini en annexe B. À cause des variations temporelles du volume du domaine  $\Omega_w$ , cet opérateur fait apparaître des termes liés à la vitesse de la frontière entre l'eau et les matières  $\vec{W}_{int}$  ( $m.s^{-1}$ ), repérée par la normale sortante  $\vec{n}$ . Cette frontière est réduite à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire  $\partial\Omega_{sw}$  (ceci est discuté en annexe B.2.3). Voici l'équation moyenne de l'activité dissoute sur le domaine  $\Omega_w$  :

$$\frac{\partial \langle r_w^D \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_w^D \cdot \vec{v}_w \rangle - \langle K^D \cdot \vec{\nabla} r_w^D \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (J_{adv,w}^D + J_{dif,w}^D) d\Sigma - (\lambda + \omega^+) \langle r_w^D \rangle + \omega^- \cdot \langle C_w \cdot r_w^S \rangle \quad (1.2.3)$$

où  $\vec{W}_{int}$  est la vitesse de déplacement de l'interface. Dans le terme de droite sont apparus les flux à l'interface avec la colonne sédimentaire  $\partial\Omega_{sw}$  : le flux par advection  $J_{adv,w}^D = \vec{W}_{int} \cdot r_{int}^D \cdot \vec{n}$  ( $Bq.m^{-2}.s^{-1}$ ) et le flux diffusif  $J_{dif,w}^D = -K_R^D \vec{\nabla} r_{int}^D \cdot \vec{n}$  ( $Bq.m^{-2}.s^{-1}$ ), où  $r_{int}^D$  est l'activité dissoute à l'interface entre l'eau et les matières. Ces flux sont détaillés à la section 1.4.1.

## 1.2.2 Bilan en radionucléides particuliers

L'activité particulière  $r_w^S$  ( $Bq.kg^{-1}$ ) est fixée sur les matières en suspension de concentration  $C_w$  ( $kg.m^{-3}$ ). Le transport de cette activité par unité de volume d'eau  $r_w^S \cdot C_w$  ( $Bq.m^{-3}$ ) est régi par une équation analogue à Eq. 1.2.2 :

$$\frac{\partial r_w^S \cdot C}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( r_w^S \cdot C_w \left( \vec{W}_w + \vec{v}_w \right) - K^S \cdot \vec{\nabla} (r_w^S \cdot C_w) \right) = -(\lambda + \omega^-) \cdot C_w \cdot r_w^S + \omega^+ \cdot r_w^D \quad (1.2.4)$$

avec  $K^S$  ( $m^2.s^{-1}$ ) le coefficient de dispersivité des particules solides,  $\vec{W}_w$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse des particules et  $\vec{v}_w$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse du fluide. L'opérateur de moyenne spatiale  $\langle . \rangle$

---

<sup>14</sup>Cette cinétique est celle de l'équation chimique Eq. 1.1.2

(cf. annexe B) est appliqué au sein du compartiment  $\Omega_w$  conduisant à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle r_w^S \cdot C_w \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_w^S \cdot C_w (\vec{W}_w + \vec{v}_w) \rangle - \langle K^S \cdot \vec{\nabla} r_w^S \cdot C_w \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (J_{adv,w}^S + J_{dif,w}^S) d\Sigma - (\lambda + \omega^-) \cdot \langle r_w^S \cdot C_w \rangle + \langle \omega^+ \cdot r_w^D \rangle \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

Le terme de gauche est toujours associé au transport par advection et diffusion. Dans le terme de droite apparaissent le flux advectif  $J_{adv,w}^S = \vec{W}_{int} \cdot r_{int}^S \cdot \vec{n}$  ( $Bq \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ) et le flux diffusif  $J_{dif,w}^D = -K_R \vec{\nabla} C_{int} \cdot r_{int}^D \cdot \vec{n}$  ( $Bq \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ), où  $r_{int}^S$  est l'activité particulaire à l'interface entre l'eau et les matières  $\partial\Omega_{ws}$ . Là encore, les flux sont détaillés à la section 1.4.1. Cette équation révèle le fait que le transport de la forme particulaire des polluants est assuré par le transport des matières en suspension dans la colonne d'eau.

### 1.2.3 Bilan en matières en suspension

L'équation de transport de la concentration en matières en suspension par advection et diffusion (Eq. 1.2.2) est encore utilisée (Hinze, 1959 cité par Graf & Altinakar, 1996). L'opérateur de moyenne spatiale  $\langle . \rangle$  est appliqué à la concentration  $C_w$  en matières en suspension dans la colonne d'eau  $\Omega_w$ .

$$\frac{\partial \langle C_w \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle C_w (\vec{W}_w + \vec{v}_w) \rangle - \langle K \cdot \vec{\nabla} C_w \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (\vec{W}_{int} \cdot C_w - K \cdot \vec{\nabla} C_w) \vec{n} d\Sigma \quad (1.2.6)$$

Dans cette équation, le terme de gauche représente le transport par advection et diffusion moyen dans la colonne d'eau. Le couplage avec l'hydraulique se fait par l'intermédiaire de la relation entre la vitesse de l'écoulement  $\vec{v}_w$ , et celle des particules  $\vec{W}_w$  ( $m \cdot s^{-1}$ ). Le terme de droite correspond aux flux apparaissant aux interfaces avec les autres domaines. Le flux advectif  $J_{adv,w} = \vec{W}_{int} \cdot C_w \cdot \vec{n}$  est donné par la vitesse  $W_{int}$  ( $m \cdot s^{-1}$ ) de l'interface entre les particules et l'eau  $\partial\Omega$ . Le flux diffusif est noté  $J_{dif,w} = -K \cdot \vec{\nabla} C_w \cdot \vec{n}$ . L'équation finale s'écrit :

$$\frac{\partial \langle C_w \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle C_w (\vec{W}_w + \vec{v}_w) \rangle - \langle K \cdot \vec{\nabla} C_w \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (J_{adv,w} + J_{dif,w}) d\Sigma \quad (1.2.7)$$

Les flux sont l'objet d'une section à part entière.

### 1.2.4 Bilan de masse d'eau

Dans la colonne d'eau, le mouvement du fluide incompressible est de type advectif et diffusif. Il est décrit par la conservation de la masse et l'équation de Navier–Stokes. La

configuration de l'écoulement permet de faire des approximations en intégrant le profil de vitesse dans une section droite de l'écoulement, avec une faible hauteur d'eau devant les autres dimensions : ceci constitue l'objet des équations de Saint-Venant. Dans le cas où la force de Coriolis est négligée, la pression hydrostatique est donnée par la hauteur d'eau. Le frottement sur les parois s'exprime grâce au coefficient de Strickler  $k_s$  ( $m^{1/3}.s^{-1}$ ). Voici l'allure de ce système pour un bief hydraulique trapézoïdal de largeur au fond  $B$ , de hauteur d'eau  $h$  :

$$\frac{\partial B.h}{\partial t} + \frac{\partial B.h.v_w}{\partial x} = 0 \quad (1.2.8)$$

$$\frac{\partial B.h.v_w}{\partial t} + \frac{\partial B.h.v_w^2}{\partial x} = -B.h.g \frac{\partial}{\partial x}(Z_f + h) + BaV_{vx}V_v - g.B.h \frac{v_w \cdot \|v_w\|}{k_s^2.R_h^{4/3}} \quad (1.2.9)$$

où  $V_v$  est la vitesse du vent sur la surface libre et  $V_{vx}$  sa composante suivant  $x$ ,  $Z_f$  l'altitude du fond du cours d'eau,  $a$  un coefficient de frottement à la surface libre,  $U$  est la vitesse moyenne dans une section droite de l'écoulement,  $R_h = \frac{S}{P_m}$  est le rayon hydraulique et  $P_m$  est le périmètre mouillé. Ce système est plus pratique pour la détermination du champ de vitesse dans un cours d'eau peu profond que les équations locales.

L'évaluation du seuil d'érosion telle qu'elle sera proposée plus loin, fait intervenir la vitesse de frottement  $u^*$  ( $m.s^{-1}$ ) sur le fond. En annexe F.2.1, un rappel sur la caractérisation de la couche limite horizontale sur paroi lisse est donc proposé, afin de mettre en lien cette vitesse avec le profil de vitesse de l'écoulement en canal. Cette description introduit le coefficient de Strickler lié à la rugosité du fond, dont la valeur varie généralement entre  $20 m^{1/3}.s^{-1}$  (pour des éléments de rugosité importante, des lits sédimentaires de granulométrie grossière) et  $100 m^{1/3}.s^{-1}$  (pour des canaux en verre ou en PVC lisses).

### 1.3 Transferts de radionucléides dans la colonne sédimentaire

Après avoir écrit les bilans dans la colonne d'eau, nous abordons les bilans dans la colonne sédimentaire. Ici la situation est similaire à celle de la colonne d'eau : les radionucléides sont présents sous formes dissoute et particulaire, dont les échanges décrits à section 1.1.3 ne sont pas repris. Les mécanismes de transfert restent assurés par advection et diffusion. Mais la dynamique de la colonne sédimentaire est principalement marquée par l'autoconsolidation : ce phénomène est abordé au chapitre 2.4.5. Nous nous contentons ici d'écrire les équations de bilan pour les radionucléides.

### 1.3.1 Bilan en radionucléides dissous

Comme dans la colonne d'eau les bilans s'écrivent sous la forme d'équations locales, puis sont moyennés à l'échelle d'un bief, grâce à l'opérateur de moyenne spatiale  $\langle . \rangle$ , défini en annexe B. Voici l'équation moyenne de l'activité dissoute  $r_s^D$  ( $Bq.m^{-3}$ ) dans l'eau interstitielle de la colonne sédimentaire  $\Omega_s$  :

$$\frac{\partial \langle r_s^D \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_s^D \cdot \vec{v}_s \rangle - \langle K_R^D \cdot \vec{\nabla} r_s^D \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} \left( \vec{W}_{int} \cdot r_{int}^D - K_R^D \vec{\nabla} r_{int}^D \right) \cdot \vec{n} d\Sigma - (\lambda + \omega^+) \langle r_s^D \rangle + \omega^- \langle C_s \cdot r_s^S \rangle \quad (1.3.1)$$

où  $\vec{W}_{int}$  est la vitesse de déplacement de l'interface,  $C_s$  ( $kg.m^{-3}$ ) est la concentration en matières dans le sédiment<sup>15</sup>. Dans cette équation, le terme de gauche représente le transport moyen de l'activité par advection à la vitesse du fluide  $\vec{v}_s$  ( $m.s^{-1}$ ) et par diffusion dans le milieu fluide. L'équation bilan s'écrit aussi :

$$\frac{\partial \langle r_s^D \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_s^D \cdot \vec{v}_s \rangle - \langle K_R^D \cdot \vec{\nabla} r_s^D \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (J_{adv,s}^D + J_{dif,s}^D) d\Sigma - (\lambda + \omega^+) \langle r_s^D \rangle + \omega^- \langle C_s \cdot r_s^S \rangle \quad (1.3.2)$$

Le terme de droite correspond aux flux apparaissant à l'interface avec la colonne d'eau, à la décroissance radioactive et aux échanges chimiques par sorption. Ces flux sont de natures advective  $J_{adv,s}^D = \vec{W}_{int} \cdot r_{int}^D \cdot \vec{n}$  et diffusive  $J_{dif,s}^D = -K_R^D \vec{\nabla} r_{int}^D \cdot \vec{n}$ , où  $r_{int}^D$  est l'activité dissoute à l'interface entre l'eau et les matières  $\partial\Omega_{sw}$ .

### 1.3.2 Bilan en radionucléides particuliers

L'activité particulaire  $r_s^S$  ( $Bq.kg^{-3}$ ) dans la colonne sédimentaire est fixée sur les matières de concentration  $C_s$  ( $kg.m^{-3}$ ). Le bilan en activité particulaire conserve la forme habituelle :

$$\frac{\partial r_s^S \cdot C_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( r_s^S \cdot C_s \cdot \vec{W}_s - K^S \cdot \vec{\nabla} (r_s^S \cdot C_s) \right) = -(\lambda + \omega^-) \cdot C_s \cdot r_s^S + \omega^+ \cdot r_s^D \quad (1.3.3)$$

avec  $K^S$  ( $m^2.s^{-1}$ ) le coefficient de dispersivité<sup>16</sup> des particules solides,  $\vec{W}_s$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse des particules. L'opérateur de moyenne spatiale  $\langle . \rangle$  (cf.annexe B) est appliqué au sein du compartiment  $\Omega_s$  et conduit à l'apparition du flux advectif solide  $J_{adv,s}^S =$

<sup>15</sup>Cette variable est peu utilisée pour décrire un lit sédimentaire. On lui préfère souvent la porosité ou la teneur en eau.

<sup>16</sup>Ce terme traduit la diffusion moléculaire, et peut aussi prendre en compte la bioturbation.

$\vec{W}_{int}.r_{int}^S.\vec{n}$  et du flux diffusif  $J_{dif,s}^D = -K_R.\vec{\nabla}C_s.r_{int}^D.\vec{n}$ , où  $r_{int}^S$  est l'activité particulaire à l'interface dissoute  $\partial\Omega_w$ . D'où l'équation :

$$\frac{\partial \langle r_s^S.C_s \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_s^S.C_s.\vec{W}_s \rangle - \langle K^S.\vec{\nabla}r_s^S.C_s \rangle \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} (J_{adv,s}^S + J_{dif,s}^S) d\Sigma - (\lambda + \omega^-). \langle r_s^S.C_s \rangle + \omega^+ \langle r_s^D \rangle \quad (1.3.4)$$

Cette écriture fait apparaître le champ de vitesse de la matrice sédimentaire  $\vec{W}_s$ , qui est soumise à des processus de tassement. Elle est en lien avec la vitesse d'advection du fluide  $\vec{v}_s$ , ce qui relève également du chapitre 2.4.5.

## 1.4 Expression des flux

### 1.4.1 Généralités

Les équations précédentes ont mis en évidence des flux d'activité par advection et diffusion à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire. Les flux par diffusion ne sont pas détaillés, ne constituant pas l'objet de ce travail. Les flux transversaux d'un bief à l'autre sont négligés. Les flux par bioturbation, provenant du remaniement du sédiment de surface par les organismes vivants (bivalves, vers...), ne figurent pas non plus dans le bilan.

L'ensemble des flux advectifs est lié à la dynamique sédimentaire du dépôt et de l'érosion des matières à l'interface. Par ailleurs, la compaction de la colonne sédimentaire sous l'effet de son poids provoque l'évacuation d'eau interstitielle dans la colonne d'eau. Les flux considérés sont notés avec l'indice  $T$ , les autres indices  $w$  et  $s$  faisant référence aux colonnes d'eau et sédimentaires et les exposants  $D$  et  $T$  faisant référence aux formes dissoutes et particulaires. La situation est schématisée par la figure 1.4.1. Rappelons le bilan de tous les flux. Vu depuis la colonne d'eau (indice  $w$ ), le flux global d'activité dissoute à l'interface  $J_w^D$  s'écrit :

$$J_w^D = J_{ero,w}^D - J_{dep,w}^D + J_{T,w}^D \quad (1.4.1)$$

Pour l'activité particulaire, le flux  $J_w^S$  s'écrit de manière analogue, vu depuis la colonne d'eau :

$$J_w^S = J_{ero,w}^S - J_{dep,w}^S + J_{T,w}^S \quad (1.4.2)$$

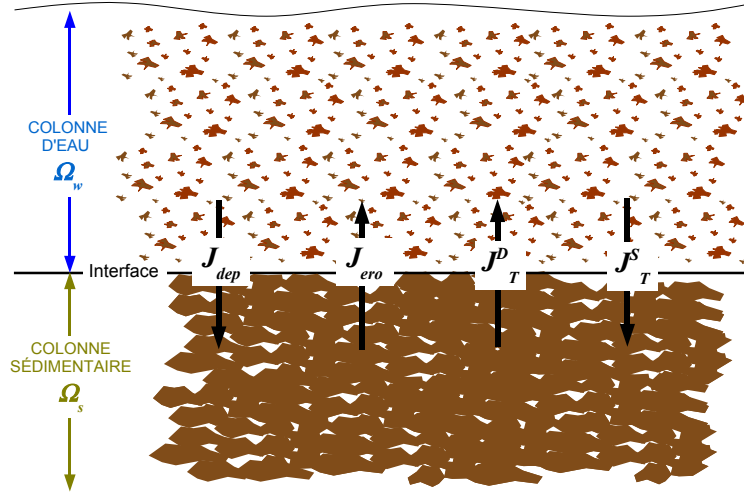


FIGURE 1.4.1: Représentation des flux à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire.

Pour les matières elle-mêmes, le bilan des flux à l'interface prend la forme :

$$J_w = J_{ero,w} - J_{dep,w} + J_{T,w} \quad (1.4.3)$$

Vu depuis la colonne sédimentaire (indice  $s$ ), les flux s'écrivent :

$$J_s^D = J_{ero,s}^D - J_{dep,s}^D + J_{T,s}^D \quad (1.4.4)$$

$$J_s^S = J_{ero,s}^S - J_{dep,s}^S + J_{T,s}^S \quad (1.4.5)$$

$$J_s = J_{ero,s} - J_{dep,s} + J_{T,s} \quad (1.4.6)$$

La conservation des flux à l'interface entraîne que les flux de la colonne d'eau sont les opposés des flux de la colonne sédimentaire. Ceci conduit aux relations suivantes pour les flux d'activité dissous :

$$J_{ero,s}^D = -J_{ero,w}^D \quad (1.4.7)$$

$$J_{dep,s}^D = -J_{dep,w}^D \quad (1.4.8)$$

$$J_{T,s}^D = -J_{T,w}^D \quad (1.4.9)$$

$$(1.4.10)$$

qui équivaut à :

$$J_s^D = -J_w^D \quad (1.4.11)$$



Les mêmes relations entre les flux d'activité particulières s'écrivent :

$$J_{ero,s}^S = -J_{ero,w}^S \quad (1.4.12)$$

$$J_{dep,s}^S = -J_{dep,w}^S \quad (1.4.13)$$

$$J_{T,s}^S = -J_{T,w}^S \quad (1.4.14)$$

qui se réécrit :

$$J_s^S = -J_w^S \quad (1.4.15)$$

Et voici pour finir les relations entre les flux de matières :

$$J_{ero,s} = -J_{ero,w} \quad (1.4.16)$$

$$J_{dep,s} = -J_{dep,w} \quad (1.4.17)$$

$$J_{T,s} = -J_{T,w} \quad (1.4.18)$$

équivalent à :

$$J_s = -J_w \quad (1.4.19)$$

Il suffit alors d'étudier ces flux depuis un seul compartiment. Nous nous plaçons dans la colonne d'eau pour la description des flux car ils y sont généralement mieux déterminés. Dans les sections qui suivent, nous proposons de ramener l'ensemble des flux d'activité dissous et particulières aux flux de dépôt et d'érosion de matières dans la colonne d'eau. Les flux par tassement ne sont pas détaillés car ils nécessitent d'aborder le mécanisme de tassement, ce qui sera fait plus loin.

## 1.4.2 Flux de radionucléides particuliers

On abandonne l'indice  $w$  relatif à la colonne d'eau, puisque tous les flux peuvent être ramenés aux flux de ce compartiment  $\Omega_w$ . Concernant les flux par advection de matière, la relation entre le flux de radionucléides particuliers  $J^S$  et le flux de matières associé  $J$  est donnée par :

$$J^S = J.r_{int}^S \quad (1.4.20)$$

Lors d'une phase de dépôt, l'activité considérée est celle des matières en suspension dans  $\Omega_w$  notée  $r_w^S$ , donc :

$$J_{dep}^S = J_{dep}.r_w^S \quad (1.4.21)$$

Lors d'une phase d'érosion, l'activité prise en compte est celle fixée sur les matières du sédiment de fond dans  $\Omega_s r_s^S$ , donc :

$$J_{ero}^S = J_{ero} \cdot r_s^S \quad (1.4.22)$$

Le flux advectif de radionucléides particuliers est directement relié aux flux solides de sédiments.

### 1.4.3 Flux de radionucléides dissous

Lors du dépôt de matières sédimentaires, le flux solide  $J_{dep}$  crée un espace poral, de porosité  $n_{int}$ , progressant à la vitesse  $W_{int}$  ( $m.s^{-1}$ ). Au moment du dépôt, l'activité dissoute est celle contenue dans la colonne d'eau  $\Omega_w$  :  $r_{int}^D = r_w^D$ , ce qui donne comme expression du flux dissous par dépôt  $J_{dep}^D$  :

$$J_{dep}^D = n_{int} \cdot W_{int} \cdot r_w^D \quad (1.4.23)$$

Lors de l'érosion, l'activité contenue dans l'eau interstitielle est relarguée dans la colonne d'eau. La concentration en polluant est donnée par sa valeur locale du côté du lit sédimentaire :  $r_{int}^D = r_s^D$ . Les polluants d'activité  $r_s^D$  sont confinés dans l'espace poral de porosité  $n_{int}$ . Le flux dissous par érosion s'écrit donc :

$$J_{ero}^D = n_{int} \cdot W_{int} \cdot r_s^D \quad (1.4.24)$$

La vitesse de l'interface est ici liée aux paramètres d'érosion, étudiés au paragraphe §1.4.4. La porosité est celle de l'interface, dont la valeur évolue par suite du tassement des matières et de l'érosion de couches de plus en plus enfouies.

### 1.4.4 Flux de dépôt de matières solides

#### 1.4.4.1 Expression du flux de dépôt

Les particules décantent à la vitesse  $W_w$  ( $m.s^{-1}$ ) dans la colonne d'eau et emportent le flux<sup>17</sup>  $J_{dep}$  vers le lit. Vu depuis le sédiment de fond de porosité  $n_{int}$ , ce flux de dépôt s'accumule à la concentration en volume total  $\rho_s(1 - n_{int})$  ( $kg.m^{-3}$ ) :

$$W_{int} = \frac{J_{dep}}{(1 - n_{int})\rho_s} \quad (1.4.25)$$

---

<sup>17</sup>Le flux de dépôt sera noté  $J_{dep}$  ou  $D$

où  $\rho_s$  est la masse volumique des particules.

La vitesse de décantation d'une particule intervient souvent pour évaluer le flux par dépôt. En décantation pure et sans interactions entre elles, les particules de concentration  $C$  ont un mouvement moyen descendant à la vitesse de décantation  $W_c$ . Le terme de dépôt prend alors la forme du produit  $W_c.C_{int}$ . Dès que le fluide est en mouvement, le dépôt est amoindri sous l'action du cisaillement du fluide  $\tau_w$  ( $N.m^{-2}$ ). Krone (1962) a proposé une formulation à seuil du flux de dépôt :

$$D = \begin{cases} W_c.C.(1 - \frac{\tau_f}{\tau_{cd}}) & \text{si } \tau_f < \tau_{cd} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.26)$$

Cette équation est pratique car elle établit un couplage entre l'hydrodynamique et le processus de dépôt. Le principal inconvénient est l'absence de base de donnée fiable pour la tension critique de dépôt. C'est ce qui a conduit El Ganaoui *et al.* (2004) à formuler un autre critère sur le bilan de dépôt et d'érosion : la notion de charge à l'équilibre  $C^*$ , que nous verrons plus loin.

#### 1.4.4.2 Équation pour la vitesse de chute

Une première équation de mouvement d'une particule a été proposée dans un fluide au repos, sous le nom de l'équation B.B.O<sup>18</sup>, en utilisant la seconde loi de Newton. En réécrivant cette loi dans un fluide en mouvement à la vitesse  $v_w$ , l'équation de mouvement d'une particule dans l'eau s'écrit de la manière suivante (Tchen cité par Graf (1984), p.33) :

$$\underbrace{\frac{4\pi r^3}{3}\rho_s \dot{W}_w}_{\alpha} = \underbrace{\frac{4\pi r^3}{3}\rho_w \dot{v}_w}_{\beta} - \underbrace{k \frac{4\pi r^3}{3}\rho_w (\dot{W}_w - \dot{v}_w)}_{\gamma} - \underbrace{C_D r^2 \pi \frac{\rho_w (W_w - v_w)^2}{2}}_{\delta} - \underbrace{\frac{6\pi\mu_w r^2}{\sqrt{\pi\nu_w}} \int_{t_0}^t \frac{\dot{W}_w(t_1) - \dot{v}_w(t_1)}{\sqrt{t - t_1}}}_{\epsilon} + \underbrace{\frac{4\pi r^3}{3}(\rho_s - \rho_w)g}_{\zeta} \quad (1.4.27)$$

Le terme  $\alpha$  représente l'accélération que subit la particule ; le terme  $\beta$  représente la résultante des forces de pression ; le terme  $\gamma$  est le surplus d'inertie provoqué par la pression due à l'accélération relative entre la particule et le fluide, également appelé terme de masse virtuelle, caractérisé par le coefficient  $k$ , qui vaut 0,5 pour une sphère ; le terme  $\delta$

---

<sup>18</sup>Du nom des mécaniciens Basset, Boussinesq et Oseen.

est le terme de résistance<sup>19</sup>, qui introduit le coefficient de résistance à l'équilibre  $C_D$ ; le terme  $\epsilon$  est appelé le terme de Basset, et contient toute l'histoire de la trajectoire de la particule; le terme  $\zeta$  est la contribution de la gravité.

Cette équation générale peut se simplifier, notamment si le mouvement de la particule est supposé à l'équilibre, l'équation se réduit à :

$$R - \frac{4\pi r^3}{3}(\rho_s - \rho_w)g = 0 \quad (1.4.28)$$

où  $R$  représente le terme de résistance, qui prend donc la forme du terme  $\delta$  de l'équation 1.4.27 dans le cas d'un mouvement non laminaire, ou encore la forme  $R = 6\pi\mu r W_w$  dans le cas d'un mouvement laminaire<sup>20</sup> également appelé régime de Stokes ou régime laminaire. Notons que la limite entre les régimes linéaire et non linéaire se situe pour une valeur de  $Re$  proche de 0, 1. Voici pour finir l'expression de la vitesse terminale de décantation  $W_c$  ( $m.s^{-1}$ ) d'une particule dans un fluide de viscosité  $\mu$  pour de faibles nombres de Reynolds :

$$W_c - v_w = \frac{2}{9}r^2g\frac{\rho_s - \rho_w}{\mu} \quad (1.4.29)$$

Ce type de relation correspond à la vitesse d'une particule dans des conditions restrictives. Plutôt que de vouloir mesurer la vitesse individuelle d'une particule afin d'en déduire la cinétique de chute de l'ensemble des particules, il est parfois plus simple et plus représentatif de mesurer directement la cinétique de chute de l'ensemble.

### 1.4.4.3 Vitesse de chute des classes de particules

Pour mesurer directement la vitesse de chute de ces classes, on peut suivre l'évolution de la turbidité<sup>21</sup>. L'analyse de ces signaux révèle que les mélanges hétérogènes de particules peuvent être décomposés en classes de matières. Leur identification se fait par décantation en eau calme. Ces travaux ont fait l'objet de la publication suivante : Brach-Papa *et al.* (2006), reportée en annexe I. La mesure de ces paramètres intègre une partie des effets décrits par l'équation 1.4.27, en proposant plus de simplicité.

Plusieurs travaux se sont penchés sur l'influence de l'écoulement, et plus génériquement celle de la turbulence sur la vitesse de chute des particules (Boillat & Graf, 1982; Guo & Julien, 2001). Précisons enfin que la floculation a un fort impact sur la vitesse de chute (Dyer & Manning, 1998; Kranenburg, 1999).

---

<sup>19</sup>Sous cette forme, il est écrit sous forme non-linéaire, mais il peut s'écrire linéairement par la loi de Stokes.

<sup>20</sup>Ceci donne alors une valeur pour le coefficient  $C_D = \frac{24}{Re}$

<sup>21</sup>Quantité de rayons lumineux rétrodiffusés par les particules, corrélée à la concentration en matières.

## 1.4.5 Flux d'érosion de matières solides

### 1.4.5.1 Représentation classique

Le flux d'érosion  $J_{ero}$  ou  $E$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ) résulte de l'érosion, à la vitesse  $W_{ero}$ , de l'interface de porosité  $n_{int}$ . La quantité de matière disponible à l'érosion valant  $\rho_s(1-n_{int})$ , on a :

$$W_{ero} = \frac{E}{(1 - n_{int})\rho_s} \quad (1.4.30)$$

Cette vitesse est exprimée en fonction du flux d'érosion  $E$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ). En effet, dans la pratique, la vitesse d'érosion n'est pas facilement mesurable<sup>22</sup>, et on préfère souvent mesurer le flux d'érosion par l'intermédiaire du suivi de la concentration en matières en suspension  $C$ . Le lien avec les paramètres hydrauliques se fait grâce aux lois d'érosion, qui existent sous la forme de lois en puissance à seuil :

$$E = e (\tau_f - \tau_{ce}(z))^n \quad (1.4.31)$$

ou en loi exponentielle :

$$E = e \exp (\alpha(\tau_f - \tau_{ce}(z))^\beta) \quad (1.4.32)$$

où  $\tau_f$  désigne la tension de frottement imposée par le fluide en mouvement,  $\tau_{ce}$  est la tension critique d'érosion, valeur du seuil au delà de laquelle l'érosion se produit. Pour des sédiments cohésifs, la loi de Partheniades (1965) peut être utilisée. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$E = \begin{cases} e \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.33)$$

avec  $e$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ) le taux d'érosion, généralement inconnu, au même titre que la tension critique d'érosion  $\tau_{ce}$ . Ces paramètres sont mesurables lors d'expériences de remise en suspension en laboratoire. Ce type de loi constitue un couplage entre l'hydraulique et la dynamique sédimentaire : les valeurs relatives de la contrainte de cisaillement et de la tension critique d'érosion conditionnent l'érosion.

### 1.4.5.2 Représentation volumique du flux d'érosion

Afin d'intégrer les effets diagenétiques, une description volumique s'impose. Les travaux de Sanford & Maa (2001) ou encore de Amos *et al.* (2004) proposent une autre écriture du flux d'érosion  $E$ , qui tient compte de la fraction volumique du lit sédimentaire :  $\rho_s(1 - n)$

---

<sup>22</sup>Il faudrait pouvoir mesurer la vitesse d'évolution de l'interface, ce qui est difficile à réaliser en pratique.

( $kg.m^{-3}$ ). Par analogie, le taux d'érosion s'écrit de la manière suivante :

$$E = \begin{cases} \rho_s (1 - n_{int}) W_e & \text{si } \tau_f > \tau_{ce} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.34)$$

où  $n_{int}$  est la porosité à l'interface et  $W_e$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse de déplacement de l'interface. La combinaison avec l'équation de Partheniades (Eq. 1.4.33) donne alors l'expression suivante :

$$E = \begin{cases} \rho_s (1 - n_{int}) W_e^0 \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.35)$$

Dans cette expression, le flux d'érosion est alors une fonction des effets de compaction, puisque la porosité  $n$  intervient comme paramètre. L'érodabilité se réduit à une vitesse d'érosion  $W_e^0$ , dont les valeurs peuvent être déduites des expériences ou modélisées.

#### 1.4.6 Flux en approche multiclassés

La granulométrie est un paramètre de caractérisation des phases particulières. Beaucoup de travaux ont étudié l'influence d'autres paramètres sur la susceptibilité au transport d'une particule, comme la forme (notamment pour les agrégats poreux), la concentration ou l'entravement. Les travaux de mesure directe de la vitesse de chute de particules, permettent d'identifier des classes de cinétiques de particules (Brach-Papa *et al.*, 2006; El Ganaoui *et al.*, 2004). Chaque classe est indexée par la lettre  $j$ . La concentration  $C_w$  de la colonne d'eau peut se décomposer en somme des concentrations  $C_{w,j}$  de chaque classe  $j$  :

$$C_w = \sum_{j=1}^n C_{w,j} \quad (1.4.36)$$

L'introduction de cette notion amène à quelques modifications sur la formulation des lois de dépôt et d'érosion. On y considère que chaque classe de particule  $j$  est caractérisée par une charge à l'équilibre  $C_j^*$ , une vitesse de dépôt  $W_{c,j}$ , une tension critique d'érosion  $\tau_{ce,j}$  et un flux d'érosion  $e_j$ . Le flux global à l'interface est alors décrit par :

$$J_{adv,w} = \sum_{j=1}^n E_j - \sum_{j=1}^n D_j \quad (1.4.37)$$

Cette équation signifie que le phénomène de dépôt de certaines classes peut se faire en même temps que l'érosion d'autres classes. Chacun des flux élémentaires au dépôt  $D_j$  et à l'érosion  $E_j$  se calcule par les formules 1.4.26 et 1.4.33 vues précédemment.

**Charge à l'équilibre** Comme évoqué précédemment le seuil de dépôt est difficilement accessible et pose en plus un problème de modélisation. Pour s'en affranchir, on peut relier la variation de concentration de la suspension au flux global à l'interface :

$$\frac{dC_w}{dt} = J_{adv,w} \quad (1.4.38)$$

En régime permanent et à l'équilibre, on considère que le flux à l'interface est nul, ce qui conduit à :

$$E_j = D_j \quad \forall j \in \mathbb{N} \quad (1.4.39)$$

Dans le cas d'un sédiment non consolidé, si on note  $C_j^*$  la charge à l'équilibre de la classe  $j$ , on a :

$$W_{c,j} \cdot C_j^* = \begin{cases} e_j \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce,j}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce,j} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.40)$$

où  $W_{c,j}$  est la vitesse de chute des particules de la classe  $j$ ,  $e_j$  le taux d'érosion de la classe  $j$ ,  $\tau_{ce,j}$  la tension critique d'érosion de la classe  $j$ . Cette égalité fait apparaître la formulation explicite de la charge à l'équilibre  $C_j^*$  :

$$C_j^* = \begin{cases} \frac{e_j}{W_{c,j}} \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce,j}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce,j} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4.41)$$

Donc les flux d'érosion et de dépôt, distingués selon les classes de particules se regroupent dans une même loi où un seul seuil, celui pour l'érosion, est utilisé :

$$J_{adv,w} = \sum_{j=1}^n W_{c,j} (C_j^* - C_{w,j}) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} C_j^* = \frac{e_j}{W_{c,j}} \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce,j}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce,j} \\ 0 & \text{si } \tau_f < \tau_{ce,j} \end{cases} \quad (1.4.42)$$

Cette expression élimine la dépendance avec la tension critique de dépôt, paramètre aussi difficile à mesurer qu'à modéliser. La détermination des paramètres d'érosion pour chaque classe  $j$  est décrite dans El Ganaoui *et al.* (2004). Il faut préciser que cette modélisation est dédiée aux sédiments non consolidés, où la tension critique d'érosion est distinguée selon la classe considérée. La notion de charge à l'équilibre caractérise donc la concentration critique à partir de laquelle les particules peuvent décanter bien que leur tension critique d'érosion soit dépassée. Elle s'apparente donc à une forme de capacité au transport solide du fluide.

## 1.5 Synthèse

### 1.5.1 Système d'équations du problème de transferts de polluants

Pour résumer, voici le bilan de transfert de l'activité totale  $r_w$  dans le cours d'eau et dans la colonne sédimentaire  $r_s$ . Il concerne un nombre  $n$  de radionucléides différents. Dans une colonne d'eau, le fluide est animé du champ de vitesse  $\vec{v}_w$ . L'eau est chargée de  $m$  classes de matières, marquées par l'indice  $j$ , de concentration en matières en suspension  $C_j$ . Le champ de vitesse  $v_w$  ainsi que le frottement du fluide sur le sédiment de fond est supposé connu et n'est pas reproduit ici. Le système à résoudre est le suivant :

$$r_w = r_w^D + \sum_{j=1}^n C_{w,j} \cdot r_{w,j}^S \quad (1.5.1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle r_w^D \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_w^D \cdot \vec{v}_w \rangle - \langle K^D \cdot \vec{\nabla} r_w^D \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} J_w^D \cdot d\Sigma - (\lambda + \omega^+) \langle r_w^D \rangle + \sum_{j=1}^n \omega_{w,j}^- \cdot \langle C_{w,j} \cdot r_{w,j}^S \rangle \end{cases} \quad (1.5.2)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle r_{w,j}^S \cdot C_{w,j} \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_{w,j}^S \cdot C_{w,j} (\vec{W}_{w,j} + \vec{v}_w) \rangle - \langle K_{w,j}^S \cdot \vec{\nabla} r_{w,j}^S \cdot C_{w,j} \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} J_{w,j}^S \cdot d\Sigma - (\lambda + \omega_{w,j}^-) \cdot \langle r_{w,j}^S \cdot C_{w,j} \rangle + \langle \omega^+ \cdot r_w^D \rangle \end{cases} \quad (1.5.3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle C_{w,j} \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle C_{w,j} (\vec{W}_{w,j} + \vec{v}_w) \rangle - \langle K_{w,j}^S \cdot \vec{\nabla} C_{w,j} \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} J_{w,j} \cdot d\Sigma \end{cases} \quad (1.5.4)$$

$$r_s = r_s^D + \sum_{j=1}^n C_{s,j} \cdot r_{s,j}^S \quad (1.5.5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle r_s^D \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_s^D \cdot \vec{v}_s \rangle - \langle K_R^D \cdot \vec{\nabla} r_s^D \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} J_s^D \cdot d\Sigma - (\lambda + \omega^+) \langle r_s^D \rangle + \sum_{j=1}^n \omega_{s,j}^- \langle C_{s,j} \cdot r_{s,j}^S \rangle \end{cases} \quad (1.5.6)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle r_{s,j}^S \cdot C_{s,j} \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \langle r_{s,j}^S \cdot C_{s,j} \cdot \vec{W}_{s,j} \rangle - \langle K_{s,j}^S \cdot \vec{\nabla} r_{s,j}^S \cdot C_{s,j} \rangle \right) = \\ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_{sw}} J_{s,j}^S \cdot d\Sigma - (\lambda + \omega_{s,j}^-) \cdot \langle r_{s,j}^S \cdot C_{s,j} \rangle + \omega_{s,j}^+ \langle r_s^D \rangle \end{cases} \quad (1.5.7)$$



Les flux dissous qui apparaissent aux interfaces s'écrivent en fonction des flux de matières solides par les relations suivantes :

$$J_w^D = J_{adv,w}^D + J_{dif,w}^D + J_{T,w}^D \quad (1.5.8)$$

$$J_{w,j}^S = J_{adv,w,j}^S + J_{T,w,j}^S \quad (1.5.9)$$

$$J_s^D = -(J_{adv,w}^D + J_{dif,w}^D + J_{T,w}^D) \quad (1.5.10)$$

$$J_{s,j}^S = -(J_{adv,w,j}^S + J_{T,w,j}^S) \quad (1.5.11)$$

$$J_w = J_{adv,w} + J_{T,w} \quad (1.5.12)$$

$$J_{adv,w}^D = \frac{n_{int}}{(1 - n_{int})\rho_s} \cdot J_{adv,w} \cdot r_{int}^D \quad \text{avec} \begin{cases} r_{int}^D = r_s^D & \text{si } \tau_f > \tau_{ce} \\ r_{int}^D = r_w^D & \text{si } \tau_f < \tau_{ce} \end{cases} \quad (1.5.13)$$

$$J_{adv,w,j}^S = \frac{n_{int}}{(1 - n_{int})\rho_s} \cdot J_{adv,w} \cdot r_{int}^S \quad \text{avec} \begin{cases} r_{int,i,j}^S = r_{s,j}^S & \text{si } \tau_f > \tau_{ce,j} \\ r_{int,i,j}^S = r_{w,j}^S & \text{si } \tau_f < \tau_{ce,j} \end{cases} \quad (1.5.14)$$

$$J_{adv,w,j} = W_{c,j} (C_j^* - C_{w,j}) \quad \text{avec} \begin{cases} C_j^* = \frac{e_j}{W_{c,j}} \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce,j}} - 1 \right) & \text{si } \tau_f > \tau_{ce,j} \\ 0 & \text{si } \tau_f < \tau_{ce,j} \end{cases} \quad (1.5.15)$$

Les deux systèmes précédents sont valables pour un élément, et doivent être réécrits autant de fois qu'il y a de radionucléide à considérer.

Pour les résoudre, il est indispensable de déterminer des paramètres extérieurs. Il s'agit de la porosité à l'interface  $n_{int}$ , du taux d'érosion  $e$  et de la tension critique d'érosion  $\tau_{ce}$  et des flux de tassement  $J_{T,w}^D$ ,  $J_{T,w,j}^S$  et  $J_{T,w}$ . Il manque également une équation de bilan de matières solides dans la colonne sédimentaire.

La figure 1.5.1 présente le schéma de synthèse des processus. Dans l'eau ou le sédiment, on retrouve les échanges chimiques d'adsorption et désorption. Dans la colonne d'eau, le fluide en mouvement entraîne les formes dissoutes et particulières des polluants par advection et diffusion. La phase dissoute peut être concentrée par les organismes vivants par bioconcentration : ce processus n'est pas abordé dans ce travail. Les formes particulières peuvent s'agréger par floculation<sup>23</sup> et s'accumuler dans la colonne sédimentaire par dépôt. Dans les premiers centimètres de la colonne sédimentaire, la bioturbation, remaniement provoqué par les organismes benthiques, contribue à un reflux de la forme dissoute depuis le sédiment de fond jusque dans la colonne d'eau : nous n'étudions pas ce mécanisme. L'érosion de la colonne sédimentaire remet en suspension les polluants dissous et particulaire qu'elle contient. La compaction du sédiment de fond engendre un flux dissous et

---

<sup>23</sup>Ce processus n'est pas considéré ici.

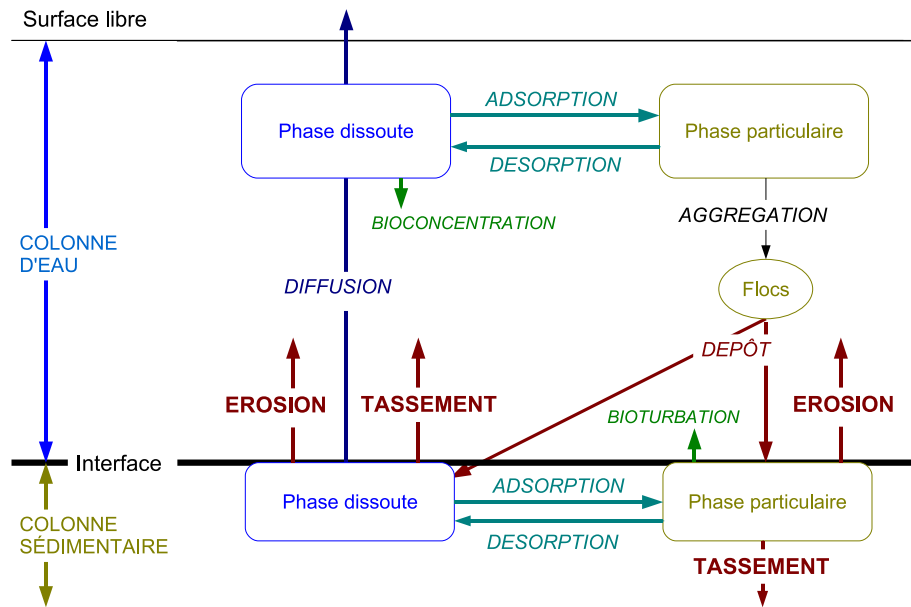


FIGURE 1.5.1: Schématisation des processus de transferts de polluants dans un cours d'eau.

concentre les formes particulières.

## 1.5.2 Échelles de temps

Le système d'équations étant posé, voici une estimation des échelles de temps des flux de polluants.

La forme du polluant qui demeure dissoute est régie par l'équation 1.2.3. Si on prend une vitesse caractéristique de  $1m.s^{-1}$  pour un fleuve de longueur caractéristique  $100km$ , on obtient un temps de résidence d'environ un jour. Les transferts de la forme dissoute de la colonne d'eau concernent donc des échelles de temps journalières.

La forme particulaire des radionucléides peut transiter plus lentement. En effet les matières en suspension ont une dynamique intrinsèque, couplée à l'hydraulique (voir Eq. 1.2.7). Les mécanismes intrinsèques aux matières en suspension sont le transport, le dépôt et l'érosion. Les fines particules, et les polluants associés, sont faiblement marquées par le dépôt, et contribuant ainsi aux flux à court terme.

Une fois stockés dans le lit, les radionucléides dissous et particuliers peuvent constituer un apport important dans la colonne d'eau lors de l'érosion. L'expression 1.4.33 fait apparaître un seuil d'érosion  $\tau_{ce}$ . Ce seuil évolue dans le temps et la profondeur, sous l'effet de l'autoconsolidation : on parle d'âge du sédiment et d'enfouissement. L'échelle de temps de l'érosion est une combinaison de l'autoconsolidation, de la période de retour de

l'événement érosif et de l'âge du sédiment contaminé.

Pour illustrer ces propos voici l'exemple du Rhône, où un stock de polluants s'est constitué dans le lit sédimentaire, à cause de l'émission de radionucléides entre 1950 et environ 1965. Les premières mesures dans les années 1990 ont révélé la présence d'une partie de ce stock, dont la majeure partie a été exportée lors des crues exceptionnelles de 2002-2003 (Eyrolle *et al.*, 2006). Rolland (2006) a étudié l'impact des crues du fleuve sur les stocks sédimentaires de radionucléides. Ces travaux rendent compte du fait que 50% à 60% de l'export des sédiments se fait en 5% du temps, essentiellement par érosion lors des crues. D'après les données fournies par l'IRS<sup>24</sup> (2000) cité par Rolland (2006), les débits de crues décennales, centennales et millennales à Beaucaire sont de 8390, 11300 et 14160  $m^3.s^{-1}$  respectivement. Le débit le plus fort observé dans le Rhône a été atteint en décembre 2003<sup>25</sup>. Lansard (2004) s'est intéressé au stock dans le prodelta<sup>26</sup> du Rhône. Ses travaux ont montré que 85% du polluant émis dans la période 1950-1965 est actuellement stocké dans le prodelta.

Le polluant est en transit jusqu'au prodelta du fleuve, grâce à l'érosion de ce stock sur de courtes durées, par action de crues intenses. Rolland (2006) donne une estimation<sup>27</sup> des temps de résidence des radionucléides artificiels accumulés dans la colonne sédimentaire depuis 50 ans : 200 ans pour le césium 135, 100 ans pour le plutonium 238 et 900 ans pour le plutonium (239+240).

Pour conclure sur le cas du Rhône, le temps de transit du polluant par voie sédimentaire se situe entre la décennie et le millénaire, pour des crues de période de retour au plus égales à 1000 ans. Ce temps peut s'avérer plus ou moins long selon le fleuve.

### 1.5.3 Problématique

Le présent travail s'inscrit dans le prolongement de la thèse de El Ganaoui (2002), qui consistait à affiner la prise en compte de la dynamique sédimentaire pour la modélisation des transferts de polluants dans les cours d'eau. Elle a souligné le rôle de la couche interface non consolidée, et l'importance des notions de classes multiples et de charge à l'équilibre. Pour chaque classe de cette couche, le seuil d'érosion est décrit par le diagramme de Shields (El Ganaoui *et al.*, 2004). Le flux par érosion associé concerne des échelles de temps à court terme. Les perspectives offertes par cette contribution pro-

---

<sup>24</sup>Institution Interdépartementale des bassins Rhône Saône.

<sup>25</sup>D'après le commentaire de Gérard Degoutte, le débit le plus fort enregistré lors des crues du Rhône "a fait l'objet d'une forte polémique, à laquelle le MEDD a mis fin en faisant organiser une conférence (internationale) de consensus sur le débit du Rhône à Beaucaire. La conférence, dont les conclusions sont publiques, a conclu que le débit à Beaucaire valait  $11500 m^3.s^{-1} \pm 5\%$ ".

<sup>26</sup>Talus sédimentaire entre l'embouchure du fleuve et le plateau continental sous-marin.

<sup>27</sup>Cette estimation se fait par comparaison des activités accumulées, remobilisées et exportées chaque année.

posent d'étendre cette modélisation aux couches cohésives plus enfouies, soumises aux processus d'autoconsolidation, pour des flux à moyen et long terme.

#### 1.5.4 Moyens

Ce travail s'appuie sur des expériences d'érosion artificielle. Elles sont menées dans le canal HERODE<sup>28</sup>. Ce canal est présenté au chapitre 6, ainsi que les résultats relatifs à sa qualification. Le chapitre 7 présente en quoi consistent ces expériences, et le matériel utilisé. Puis au chapitre 8 sont décrites les campagnes de mesures qui ont été menées. Les résultats obtenus sont de deux types : elles concernent la mesure des propriétés du sédiment et la mesure du seuil d'érosion.

Dans ce premier chapitre, nous venons de situer la problématique et les objectifs du travail, en montrant le rôle crucial sur le long terme des formes particulières du polluant, et l'intérêt de l'érosion pour l'évaluation des flux de transferts de polluants. Pour compléter l'analyse du sujet, nous venons de montrer que l'autoconsolidation contribue à augmenter la valeur du seuil d'érosion d'un sédiment naturel cohésif. Une première question vient naturellement à l'esprit : qu'est-ce qui caractérise un sédiment cohésif, du point de vue de l'érosion, puis du point de vue de l'autoconsolidation ?

---

<sup>28</sup>Acronyme pour Hydraulique pour l'EROSion et le DEpôt.

## Chapitre 2

# Érosion et autoconsolidation des sédiments cohésifs

Le lien entre l'érosion et l'autoconsolidation semble résulter de la cohésion de la colonne sédimentaire. Dans ce chapitre, après un rappel sur l'érosion des sédiments non consolidés, nous caractérisons l'érosion d'un sédiment cohésif, puis la cohésion elle-même. Ensuite nous abordons quelques points aidant à la compréhension de l'autoconsolidation, puis nous concluons sur le lien recherché.

### 2.1 Érosion des sédiments non cohésifs

La variabilité de l'érosion des sédiments non consolidés dépend non seulement de la granulométrie, mais aussi des caractéristiques de la particule : son angle de frottement interne, la forme des grains, leurs positions relatives. Si les dimensions des particules sont variées, les formes sont aussi différentes. Les 3 principales formes de grains rencontrées sont :

- *sphérique*, dans le cas des sables et des graviers ;
- *en plaquette*, pour les particules fines ;
- *en aiguille*, cas relativement rare.

La plupart des diagrammes d'érosion utilisent comme principale variable la taille des particules  $r$  ( $m$ ), grâce au nombre de Reynolds de la particule :  $Re = \frac{r.u^*}{\nu}$ , où  $r$  ( $m$ ) est la taille de la particule,  $\nu$  ( $m^2.s^{-1}$ ) la viscosité cinématique de l'eau et  $u^*$  ( $m.s^{-1}$ ) la vitesse de frottement reliée à la contrainte de frottement à la paroi :  $\tau_f = \rho_w u^{*2}$  ( $N.m^{-2}$ ). On utilise aussi le paramètre sans dimension de Yalin (1977) :  $\Xi = \frac{g(\rho_s - \rho_w)d^3}{\rho_w L^2}$  avec  $\rho_s$  ( $kg.m^{-3}$ ) la densité des particules,  $\rho_w$  ( $kg.m^{-3}$ ) celle de l'eau et  $g$  ( $N.kg^{-1}$ ) l'accélération

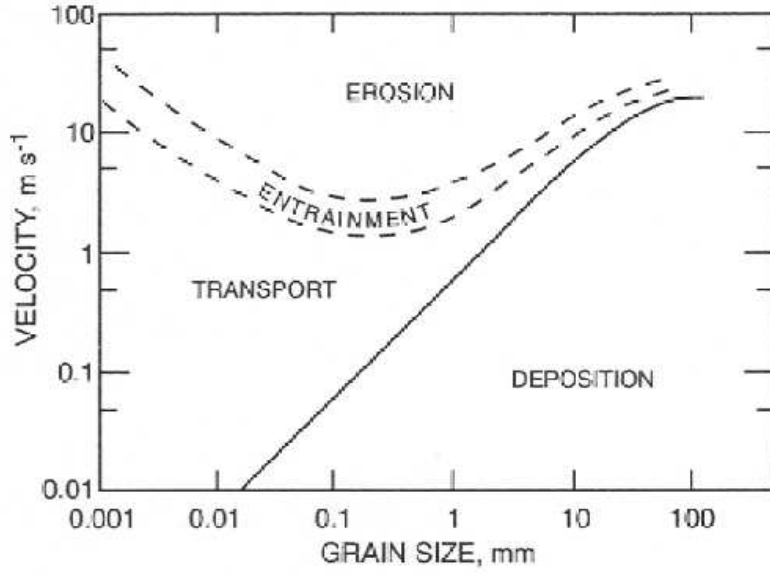


FIGURE 2.1.1: Diagramme de Hjulstrom (1935), d'après Graf (1984).

de la pesanteur. Parfois, c'est sa racine cubique qui est utilisée, mettant en évidence un diamètre adimensionné  $d_*$  donné par :

$$d_* = (\Xi)^{1/3} = \left( \frac{g(\rho_s - \rho_w)}{\rho_w \nu^2} \right)^{1/3} . d \quad (2.1.1)$$

Ce paramètre peut être "substitué" au nombre de Reynolds, comme le révèle la figure 2.1.3. En ordonnée de ces diagrammes, on reporte soit la vitesse critique d'érosion  $u^{*2}$ , soit la tension critique d'érosion  $\tau_{ce} = \rho_w . u^{*2}$ , soit le paramètre de Shields (1936)  $\theta = \frac{\tau_{ce}}{g . (\rho_s - \rho_w) . d}$ . Les figures 2.1.1, 2.1.2 et 2.1.3 présentent les diagrammes d'érosion les plus connus. Ces particules de grandes tailles sont non cohésives, et subissent généralement un transport par charriage et saltation, processus qui ont été largement étudiés (Belleudy, 2001; Degoutte, 2001).

Ce type de description n'est plus valable lorsque les particules ont des tailles inférieures à environ  $64 \mu m$ , ou dans la gamme de Reynolds inférieure à 0,1 : les seuils d'érosion apparaissent souvent plus élevés que la valeur du seuil des particules individuelles, et différents modes d'érosion et de transport se révèlent.

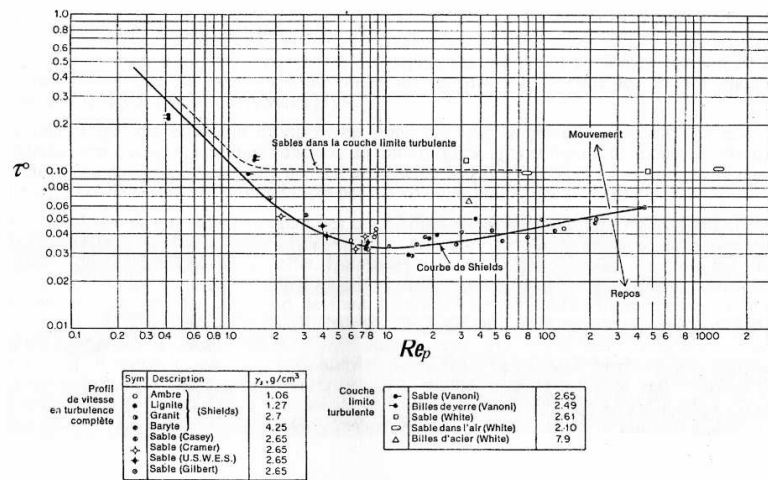
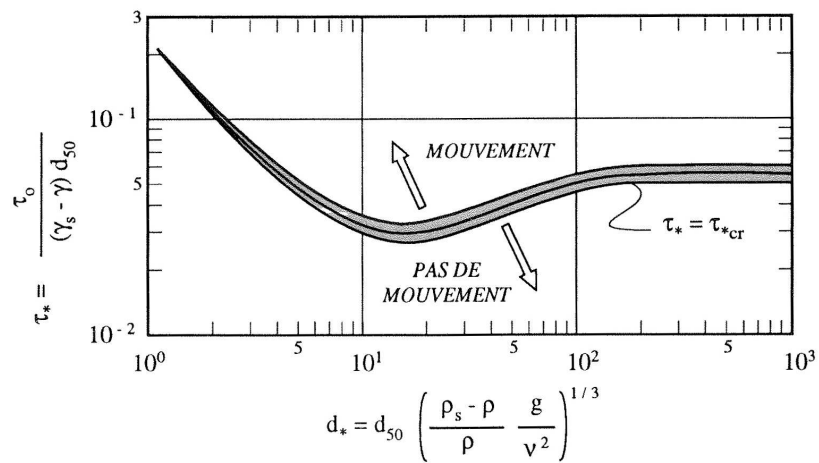


FIGURE 2.1.2: Diagramme de Shields, (1936), d'après Graf & Altinakar (1996) ; en abscisse, le nombre  $Re_p$  est égal au nombre de Reynolds particulaire  $Re^*$  et en ordonnée,  $\tau^0$  est égal à  $\theta$  le paramètre de Shields.



Tension adimensionnelle de frottement,  $\tau_*$ , en fonction du diamètre adimensionnel du granulat,  $d_*$ , selon Shields-Yalin.

FIGURE 2.1.3: Diagramme de Shields-Yalin, 1963, d'après Graf & Altinakar (1996) ; en ordonnée,  $\tau_*$  désigne le paramètre de Shields.

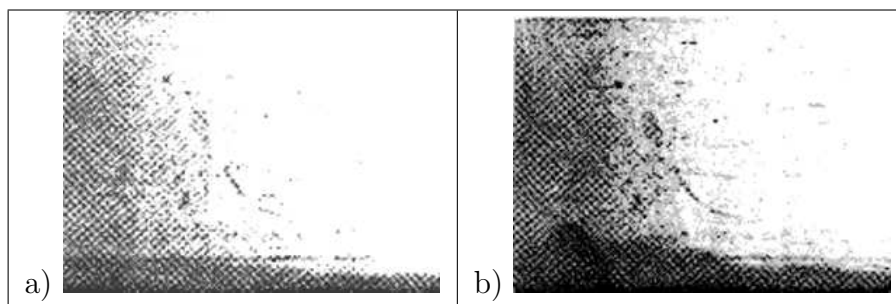


FIGURE 2.2.1: Prises de vue de l'interface eau/vase, vase de concentration  $100\text{ g.l}^{-1}$  (vase fluide). a) Début de la phase d'érosion, interface plane; b) fin de la phase d'érosion, interface déformée; tiré de Migniot cité par Perigaud (1982).

## 2.2 Érosion des sédiments cohésifs consolidés

### 2.2.1 Mode d'érosion

Les sédiments ne s'érodent pas de la même manière selon qu'ils sont cohésifs ou non. Pour les sédiments cohésifs, Mehta (1991) a introduit trois modes d'érosion.

Le mode d'érosion I correspond à l'entraînement d'une vase fluide. Ce type d'érosion a fait l'objet d'études, notamment celle de Perigaud (1982), qui propose une solution analytique au problème d'entraînement à l'interface entre la vase fluide et le courant érosif. Son étude fournit des clichés de l'érosion d'une vase fluide (Fig. 2.2.1). Le mode d'érosion II correspond à l'érosion de masse. Il est caractéristique des vases concentrées, ou des sédiments faiblement consolidés mais à consistance solide (au delà de la limite de liquidité). Les grains de matière sont érodés de manière homogène sur la surface. La notion de flux d'érosion moyen est cohérente.

Le mode d'érosion III correspond à la remise en suspension par agrégats, souvent isolés du lit sédimentaire par des zones plus fragiles. L'érosion est plutôt hétérogène, et présente un aléa difficile à modéliser.

VOIR AUSSI WINTERWREP ET VAN K. (2004)

La situation ne permet pas toujours d'identifier le mode d'érosion, comme l'illustre par exemple la figure 2.2.2. On y voit un floccule, fraîchement érodé qui vient d'être fractionné par le cisaillement d'une structure turbulente, formant une bouffée<sup>1</sup>. Vu de près, le floccule en érosion s'apparente à un mode III, mais après fractionnement il peut être perçu comme un mode d'érosion II.

---

<sup>1</sup>On parle aussi de burst, terme anglosaxon.



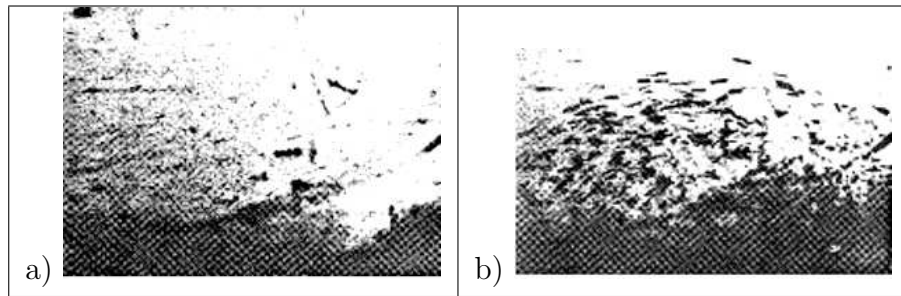


FIGURE 2.2.2: Prises de vue de l'interface eau/vase, vase de concentration  $500 \text{ g.l}^{-1}$  (vase concentrée). a) Début de la phase d'érosion, interface peu perturbée; b) fin de la phase d'érosion, un floccule a été arraché, fractionné et est emporté dans une structure turbulente, formant le "burst"; tiré de Migniot cité par Perigaud (1982).

## 2.2.2 Influence de l'environnement sur l'érosion

Voici un rapide tour d'horizon des observations expérimentales, visant à cerner les paramètres influants sur l'érodabilité du sédiment. Cette section présente ces éléments à titre informatif, et les processus ne seront pas tous abordés dans l'étude.

### 2.2.2.1 Influence d'origine biologique

Black *et al.* (2002) proposent une synthèse des mécanismes biologiques susceptibles de stabiliser ou déstabiliser les sédiments.

- la sécrétion de substances extracellulaires polymériques par les bactéries et les microphytobenthos;
- la macrofaune qui niche dans le sédiment peuvent induire une compaction du sédiment;
- l'augmentation du drainage par les niches et la formation de canaux;
- effets de réseau : les biota filamenteux se ramifient à travers la matrice sédimentaire, et lient les particules sédimentaires entre elles;
- la biofiltration et le biodépôt : les organismes en se nourrissant des particules en suspension participent au dépôt;
- les effets de couche limite : l'adoucissement des rugosités de la surface sédimentaire réduit parfois la contrainte de frottement de l'écoulement et la turbulence de proche paroi. On peut parler de l'effet d'écrantage où les animaux et plantes à la surface des sédiments atténuent l'action de l'écoulement et empêchent l'érosion.

Il existe aussi des effets destabilisants, dont voici une liste non exhaustive :

- l'effet de cloque : les biofilms piègent de l'oxygène sous forme de bulles, agissant dans une dilatation du sédiment;

	Lee 2004	Kamphuis 1983	Kelly 1981
d (m)	$10^{-4}$	$10^{-5}$ – $10^{-4}$	$10^{-5}$

TABLEAU 2.2.1: Valeurs des granulométries approchées des données expérimentales bibliographiques.

- les organismes qui se nourrissent sur le lit sédimentaire causent une perturbation physique du sédiment et amoindrissent les effets stabilisants du microphytobenthos
- certaines niches sont nettoyées par la faune benthique locale et génèrent un flux dit benthique ;
- les effets de couche limite : les niches, tubes... augmentent la rugosité du lit sédimentaire et en conséquence la turbulence de proche paroi.

### 2.2.2.2 Influence d'origine chimique

Des auteurs se sont attachés à décrire et quantifier l'impact de la chimie sur l'érosion. Nous nous contentons d'évoquer cette influence, à la lumière de quelques références. En effet, la qualité de l'eau joue un rôle important sur sa capacité érosive. La qualité est généralement décrite en termes de teneur en sels (et plus généralement en ions) et de pH. Ainsi selon Parchure & Mehta (1985), l'augmentation de la salinité de l'eau tend à augmenter l'érodabilité du sédiment. Ravisangar *et al.* (2001, 2005) ont étudié l'influence du pH sur l'érodabilité. Ces travaux ont montré que si le pH augmente, la teneur en eau du sédiment diminue, ayant une conséquence sur l'érosion.

### 2.2.2.3 Influence d'origine physique

**État de compaction du sédiment** La plupart des sédiments présentent des gradients verticaux de densité, visibles par exemple sur la description caractéristique d'un profil vertical de tension critique d'érosion (Fig. 2.2.3). La tension critique d'érosion est corrélée à la masse volumique du milieu et varie avec la profondeur. C'est la signature de l'autoconsolidation. La figure 2.2.4 présente une synthèse de données recueillies dans la littérature (Lee, 2004; Kamphuis & Hall, 1983; Kelly & Gularte, 1981), où le seuil critique d'érosion (ici le paramètre de Shields) est reporté en fonction de la porosité. Le tableau 2.2.1 présente les données granulométriques évaluées pour chaque référence, selon une méthode expliquée en annexe C. Sur ce graphique, la gamme de contrainte critique d'érosion atteinte expérimentalement est fonction du dispositif expérimental et du type de sédiment. Globalement le seuil d'érosion augmente si la porosité diminue, bien que localement résident des exceptions : elles révèlent les aléas introduits par le mécanisme

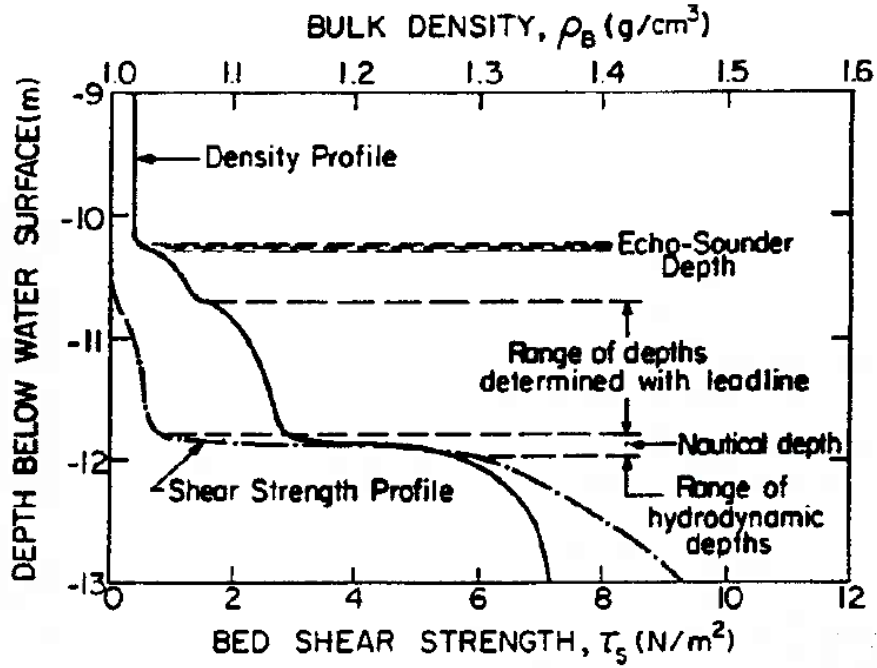


FIGURE 2.2.3: Représentation schématique des profils verticaux de tension critique d'érosion et de densité, d'après Parchure & Mehta (1985).

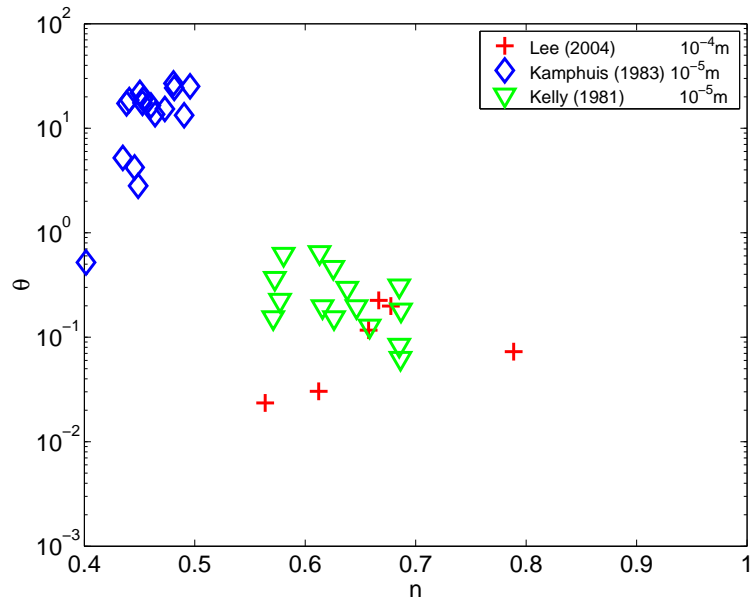


FIGURE 2.2.4: Synthèse de données expérimentales donnant l'évolution du paramètre de Shields en fonction de la porosité, d'après Lee (2004); Kamphuis & Hall (1983); Kelly & Gularte (1981). En légende apparaissent les tailles caractéristiques des particules.

d'érosion et les multiples paramètres dont il dépend. L'état de compaction a aussi été mentionné par d'autres auteurs tels que Mehta (1982); Parchure & Mehta (1985), ou encore Migniot (1968). De plus le sédiment est un milieu inélastique : il conserve l'état maximal de compaction lié à l'historique de son chargement et à son temps de consolidation.

Cependant, si la consolidation est bien décrite pour l'ingénierie civile, il existe moins de travaux sur l'autoconsolidation, qui implique de faibles valeurs de la contrainte effective (de l'ordre du  $Pa$ ). Des corrélations entre la contrainte effective, la porosité et la résistance au cisaillement sont établies expérimentalement (Zreik *et al.*, 1997, 1998b,a). Ces derniers auteurs sont à l'origine de l'adaptation du test du cône de pénétration, pour évaluer ces faibles valeurs de la contrainte effective (Zreik *et al.*, 1995).

**Teneur et composition des particules cohésives** Graf (1984), p.326, suggère que ce sont les minéraux argileux qui sont à l'origine de la cohésion. La résistance à l'érosion d'un mélange hétérogène de particules cohésives dépend donc de la proportion en fines particules. Mitchener & Torfs (1996) ont étudié l'influence de la teneur en petites particules sur le seuil d'érosion. La tension critique d'érosion  $\tau_{ce}$  peut augmenter d'un facteur 10 si on ajoute 30% de vase à du sable. À l'inverse,  $\tau_{ce}$  augmente d'un facteur 2 si on ajoute plus de 50% de sable à une vase. La tension critique d'érosion pour des mélanges entre 70 et 100% de sable dépend de la taille du sable. Un maximum de  $\tau_{ce}$  apparaît si la teneur en sable est comprise entre 50 et 70 %. Par ailleurs la cohésion est une fonction de la minéralogie des particules cohésives, qui est développée à la section 2.3.1. D'autres auteurs ont abordé le sujet d'un point de vue expérimental (Panagiotopoulos *et al.*, 1997; Houwing & van Rijn, 1998)

**Structure du sédiment** Outre l'état de compaction, l'arrangement relatif des particules a été mentionné par certains auteurs pour justifier la variabilité des expériences d'érosion (Aberle *et al.*, 2004; Krone, 1999; Lefebvre *et al.*, 1986; Ravisangar *et al.*, 2005). Nous le verrons à la section 2.3, les particules assurant la cohésion présentent des facteurs d'aspect<sup>2</sup> importants. Les contacts entre particules peuvent se faire de face à face, de face à arête et d'arête à arête, ayant une répercussion sur le seuil d'érosion.

#### 2.2.2.4 Effets de la turbulence de l'écoulement

L'érosion est provoquée par le fluide en mouvement, le plus souvent en régime turbulent dans les écoulements naturels (cf. Yalin, 1977, p.87). L'impact de la turbulence introduit une statistique sur l'érosion (réunion du groupe de travail BIOFLOW, Venise, 2004). C'est

---

<sup>2</sup>Rapport entre deux dimension caractéristiques d'une particule, tel que sa valeur vaut 1 pour une sphère et sa valeur devient grande pour une particule de forme allongée.

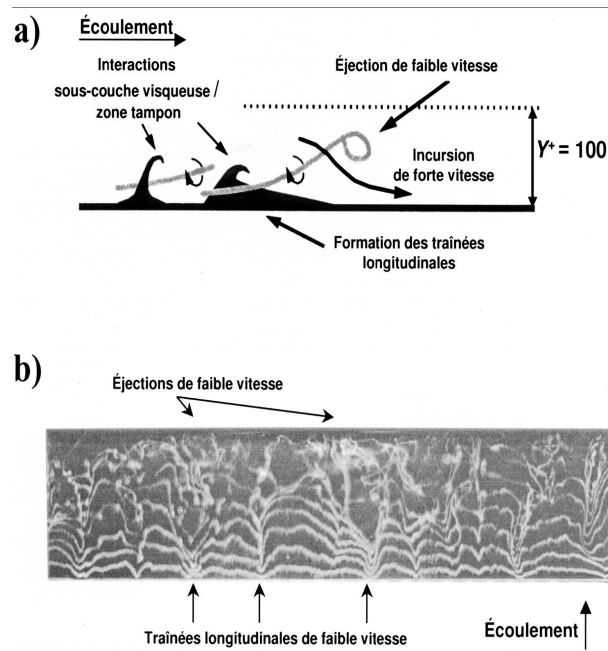


FIGURE 2.2.5: Vue latérale d'un modèle conceptuel liant les trainées de faibles vitesses et les structures d'éjection dans un écoulement sur lit lisse (d'après Smith, 1996). (b) Vue en plan d'une visualisation à l'aide de bulles d'hydrogène dans l'écoulement sur une surface de rugosité homogène, d'après Buffin-Belanger *et al.* (2000).

ce qui a été observé par Dey & Westrich (2003), en s'intéressant aux effets de recirculation après un obstacle. En outre, ils établissent une similarité des profils d'érosion en temps et en profondeur. Ceci a également fait l'objet des travaux de Buffin-Belanger *et al.* (2000), dont la figure 2.2.5 est tirée. Enfin, les irrégularités de surface du sédiment entretiennent cette turbulence, et génèrent des effets de recirculation (Dey & Westrich, 2003).

En somme l'érosion est influencée par des paramètres biologiques, chimiques, dont certains contribuent à la cohésion. La compaction semble augmenter significativement le seuil d'érosion. La cohésion est assurée en partie par les particules de la classe granulométrique des argiles ( $d < 2\mu m$ ). Enfin, la compaction dépend fortement du temps par action de l'autoconsolidation, dont l'effet joue généralement dans le sens d'une diminution de l'érodabilité, conformément à ce que l'on appelle consolidation du sédiment (Degoutte & Royet, 2005).

Dans ce qui suit nous proposons de mieux comprendre la notion de cohésion.

## 2.3 Caractérisation des matières cohésives d'un cours d'eau

Les lits sédimentaires cohésifs dépendent d'autres paramètres que la granulométrie. Migniot (1968) propose une étude comparative des sédiments pélitiques (diamètre inférieur à  $30\mu m$ ), basée sur l'analyse de multiples paramètres. Il stipule que l'étude des complexes sols/eau passe par la connaissance des caractéristiques minéralogiques.

### 2.3.1 Minéralogie

#### 2.3.1.1 Généralités

Les minéraux désignent des substances cristallines résultant de l'altération chimique des roches. On distingue deux origines distinctes :

- Les minéraux d'origine détritique sont classifiés selon qu'ils ont été transformés ou non. Les plus stables regroupent essentiellement le quartz et les minéraux lourds. Les minéraux issus d'une transformation sont principalement les minéraux argileux et certains oxydes, comme ceux du fer ( $Fe$ ) ou de l'aluminium ( $Al$ ) ;
- Les minéraux d'origine chimique et biologique sont généralement des chlorures, des sulfates, des phosphates, des carbonates, de la silice, et surtout des silicates (90% des minéraux, cf. Bellair & Pomerol (1984)) parmi lesquels les minéraux argileux.

Nous nous focalisons sur les minéraux argileux, qui sont prépondérants. Du point de vue de leur composition chimique, ce sont des aluminosilicates hydreux, ajoutés à des cations métalliques, sous la forme de cristaux colloïdaux. Les colloïdes dans l'eau sont un ensemble de particules très fines (diamètre de  $10^{-3}\mu m$  à  $1\mu m$ ) dont l'état est intermédiaire entre la solution et la suspension (Holtz & Kovacs, 1981). Ils sont le plus souvent constitués d'aluminium  $Al$ , de silice  $Si$ , des complexes  $Al - Si - O$ . Leur réactivité chimique les rend susceptibles à l'échange ionique, décrits à la section 1.1.3. La capacité d'échange de cations n'est pas la même selon l'argile et le cation. En général, on établit l'ordre suivant (Holtz & Kovacs, 1981) :

$$Li^+ < Na^+ < H^+ < K^+ < NH_4^+ \ll Mg^{2+} < Ca^{2+} \ll Al^{+3}$$

D'un côté, les feuillets constitués de tétraèdres (Fig. 2.3.1), comportent principalement de la silice, élément chimique tétravalent. De l'autre, on trouve des feuillets composés d'octaèdres, avec des éléments tels que l'aluminium (trivalent) ou le magnésium (divalent) (Fig. 2.3.2). D'autres éléments peuvent se substituer à l'aluminium et à la silice dans ces réseaux cristallins (surtout ceux de type octaédrique), donnant alors naissance à autant

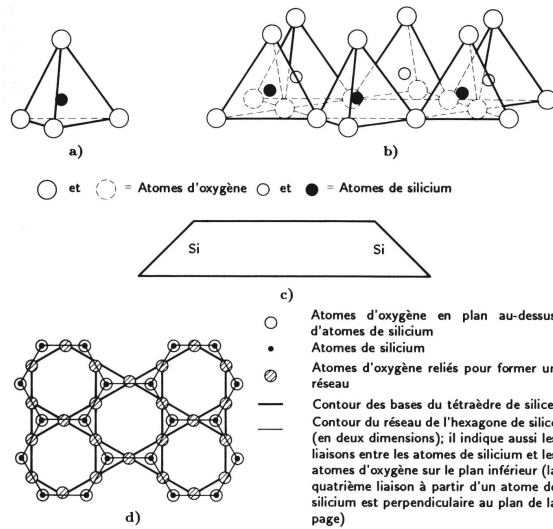


FIGURE 2.3.1: a) Tétraèdre de silice (d'après Grim, 1959) ; b) vue isométrique d'un feuillet de silice en tétraèdre (d'après Grim, 1959) ; c) schéma du feuillet de silice (d'après Lambe, 1953) ; d) vue en plan du feuillet de silice (d'après Warshaw et Roy, 1961) ; d'après Holtz & Kovacs (1981)

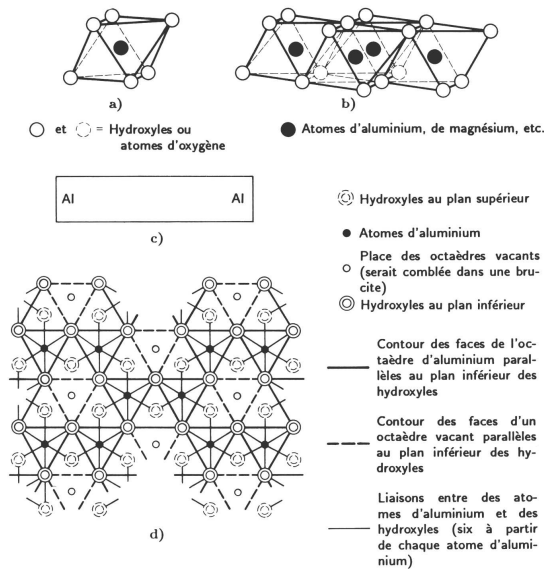


FIGURE 2.3.2: a) Octaèdre de *Al* (ou de *Mg* ou de *Fe*) (d'après Grim, 1959) ; b) vue isométrique d'un feuillet de silice en tétraèdre (d'après Grim, 1959) ; c) schéma du feuillet de silice (d'après Lambe, 1953) ; d) vue en plan du feuillet en octaèdre de *Al* (ou de *Mg*) (d'après Warshaw et Roy, 1961) ; d'après Holtz & Kovacs (1981)

de nouveaux minéraux. Ces intrusions sont à rapprocher de l'échange ionique évoqué dans les processus de sorption (cf. § 1.1.3).

### 2.3.1.2 Différents minéraux argileux

Plusieurs techniques permettent l'identification des minéraux argileux :

- La diffraction des rayons X permet l'obtention de spectres caractéristiques pour les minéraux diffractant la lumière, mais son utilisation n'est pas possible dans le cas d'un mélange de différents minéraux.
- L'analyse différentielle thermique, basée sur la comparaison de comportement entre l'échantillon à étudier et une substance inerte de référence.
- Le microscope électronique (à balayage ou transmission) donne de bonnes informations qualitatives sur le minéral, mais pas en quantité.
- L'analyse directe du comportement des minéraux argileux fournit de bons résultats : Casagrande (cité par Holtz & Kovacs (1981)) a proposé de reporter les résultats du test de plasticité d'Atterberg sur un abaque<sup>3</sup> répertoriant des données de minéraux connus.

À l'heure actuelle, une douzaine de minéraux argileux a été identifiée selon les proportions relatives de couches *OH*, de couches octaédriques et de couche tétraédriques, ainsi que la présence ou non d'ions substitués. Par exemple, on parle de bentonite de sodium ou de calcium. Trois familles sont très connues : la kaolinite (plutôt riche en aluminium *Al*), l'illite (la plus répandue sur terre, riche en potassium *K*), et la smectite, dont les figures Fig. 2.3.3(a), Fig. 2.3.3(b), et 2.3.3(c) présentent des clichés photographiques pris au microscope électronique.

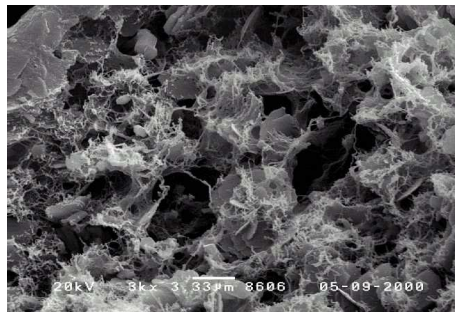
La kaolinite est marquée par l'alternance de couches octaédriques et tétraédriques (Fig. 2.3.4). La cohésion entre les deux feuillets est assurée par des liaisons hydrogènes entre les groupes *HO* du feuillet en octaèdre et les atomes d'oxygène du feuillet en tétraèdre. Ces liens très forts assurent une bonne cohésion au grain formé, dont l'hydratation est difficile. La halloysite est du même type que la kaolinite, mais avec une hydratation des intercouches, source d'un empilement aléatoire, qui confère une forme tubulaire à l'édifice.

La montmorillonite, de la famille des smectites, est issue de l'empilement de deux feuillets de silice et d'un d'alumine ; les couches sont maintenues entre elles par des liaisons de type Van Der Waals. Les échanges cationiques sont particulièrement facilités, ainsi que l'hydratation dans la couche d'eau adsorbée (Fig. 2.3.5). L'illite est une autre composante majoritaire des sols argileux. Le type d'empilement est le même que pour la montmorillonite, mais la liaison intercouche est assurée par un ion de potassium, conférant une

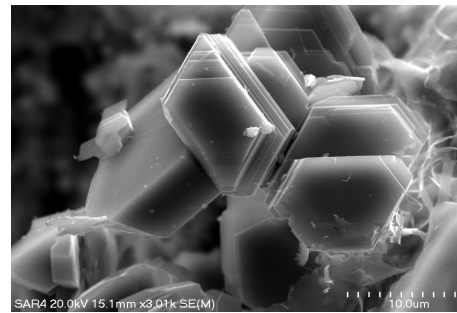
---

<sup>3</sup>qui porte le nom d'abaque de Casagrande





(a) L'illite



(b) La kaolinite



(c) La smectite

FIGURE 2.3.3: Vue au microscope électronique de trois argiles communes, d'après The Mineralogical Society.

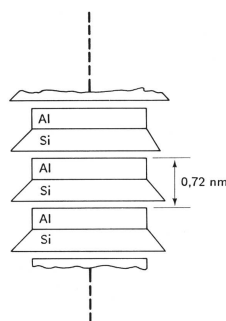


FIGURE 2.3.4: Schéma de la structure de la kaolinite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981)

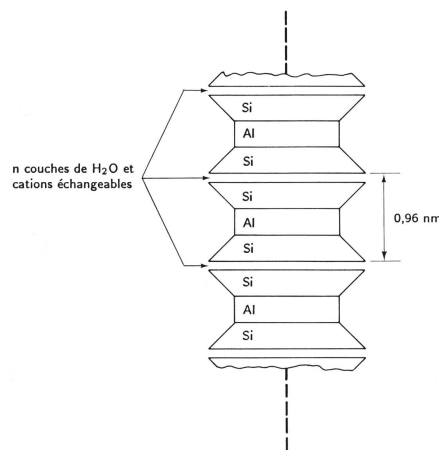


FIGURE 2.3.5: Schéma de la structure de la montmorillonite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981)

grande cohésion à l'ensemble. Cette argile montre clairement l'insertion d'un cation entre les couches (cf. Fig. 2.3.6). Enfin, il existe d'autres éléments, issus de différentes combinaisons d'arrangements relatifs des feuillets, avec divers degrés d'hydratation ou divers types d'échanges cationiques. Parmi eux, citons la vermiculite, l'attapulgite, la bentonite de sodium ou de calcium.

### 2.3.1.3 Propriétés de surface

La cohésion d'un minéral a pour origine les propriétés électrostatiques des particules qui le composent, et en particulier les excès ou défauts de charges. Trois origines peuvent leur être attribuées d'après Revil & Leroy (2001).

Citons tout d'abord la substitution isomorphique d'un ion du cristal par un ion de la solution de charge différente. Ce sont les réactions abordées à la section 1.1.3. Ensuite, la présence de sites de surface contribue à l'apparition de charges de surface. Par exemple, prenons le cas de la kaolinite. À la jonction entre deux feuillets d'aluminium et de silice, l'eau adsorbée en surface donne des groupes de surface  $> Si - O - Al <$ , où  $>$  et  $<$  font référence au minéral (Fig. 2.3.7). La situation dépend évidemment du pH, qui conditionne la quantité de protons disponibles pour former les groupes de surface. Enfin, les échanges acido-basiques entre ces groupes et l'eau environnante contribuent aussi aux excès de charge. La figure 2.3.8 présente une schématisation de la surface d'un cristal chargé négativement<sup>4</sup>, à base de silice, dans les deux cas acide (a) et basique (b). On y voit apparaître des groupes de surface appelés silanols et aluminols, qui dans le cas

<sup>4</sup>C'est le cas le plus souvent rencontré dans la nature.

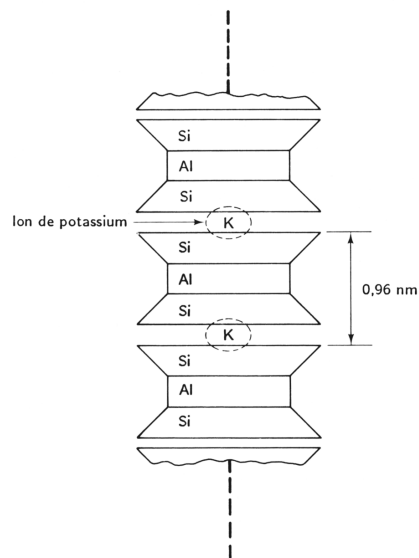


FIGURE 2.3.6: Schéma de la structure de l'illite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981)

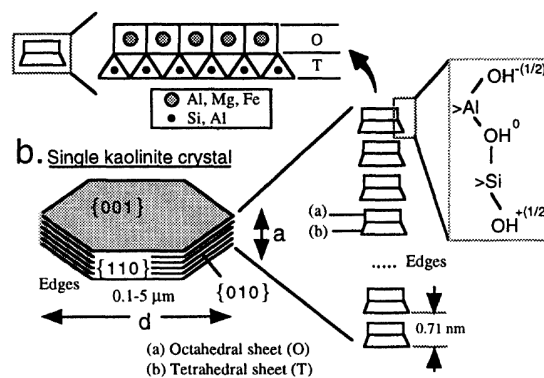


FIGURE 2.3.7: Schéma de la jonction entre deux feuillets octaédrique et tétraédrique de la kaolinite, d'après Revil & Leroy (2001).

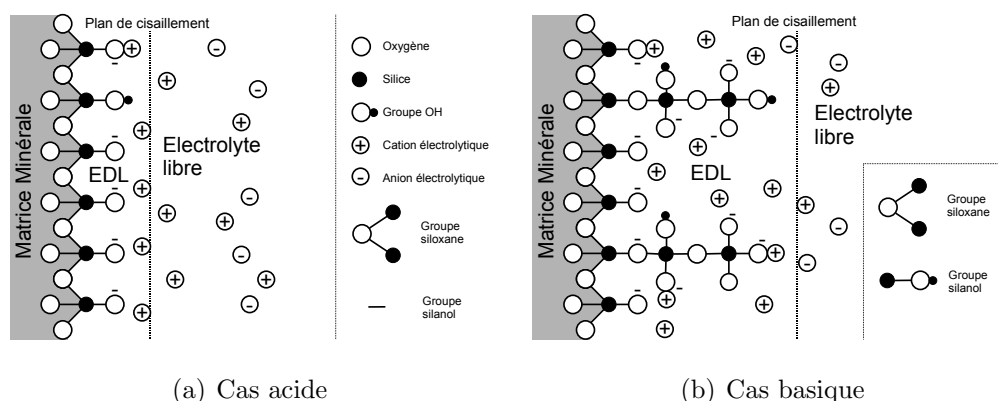


FIGURE 2.3.8: Schéma de la double couche de diffusion à proximité de la surface d'un cristal colloïdal siliceux en présence d'une solution chargée en ions; (a) cas acide, (b) cas basique. EDL est la contraction de Electrical Diffusive Layer, ou Couche de diffusion de électrique, d'après Revil *et al.* (1999).

basique forment une couche plus épaisse que dans le cas acide.

L'interface entre l'eau et le minéral se compose donc de plusieurs couches, marquées par des caractéristiques électrostatiques. Après la surface du minéral lui-même, on rencontre la surface de Stern, identifiée par des cations (dans le cas d'une charge de surface négative) adsorbés. La transition avec l'électrolyte libre se fait à travers la couche de diffusion électrique<sup>5</sup>, dont l'épaisseur est fonction de la concentration en ions dans la solution. Ce modèle, dit modèle à trois couches (Revil *et al.*, 1999), est schématisé à la figure 2.3.9. La cohésion prend plusieurs formes, selon l'échelle considérée. Dans la colonne d'eau, le caractère colloïdal qui s'exprime par la floculation des particules se rencontre quand la salinité augmente, en formant successivement des agrégats, des flocons et des flocs. Dans la colonne sédimentaire, la cohésion s'exprime par un comportement mécanique spécifique de la matrice sédimentaire : liquide, plastique ou solide. Les ions en solution<sup>6</sup> ont une influence sur le comportement du sol et notamment sur l'érosion (cf. chap. 4). La salinité de l'électrolyte a aussi une répercussion sur la compressibilité du dépôt. Par exemple, le tassement des vases peut être accéléré grâce à l'électrodécantation (Migniot, 1982). L'écoulement interstitiel dans le milieu poreux peut être aussi affecté par les interactions entre l'eau et les particules (Roussel *et al.*, 2002). Ce phénomène, dit électroosmotique, est bien modélisé dans les travaux de Revil & Pessel (2002), qui propose une perméabilité effective fonction de la salinité, et du pH. Par exemple, dans une solution à faible salinité, la perméabilité peut être réduite de 80% par ces effets.

<sup>5</sup>Encore appelée couche de Gouy (Berner, 1971).

<sup>6</sup>Formant l'électrolyte.

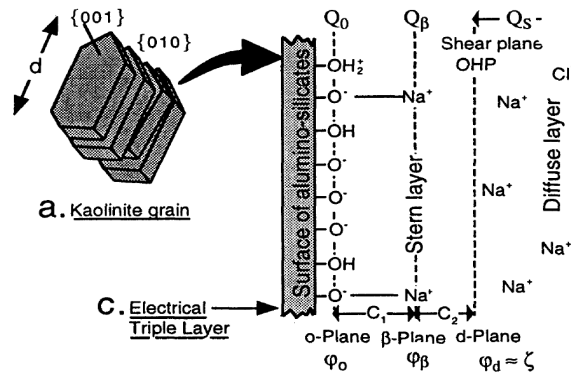


FIGURE 2.3.9: Schématisation des trois couches à la surface d’une paillette de kaolinite d’après Revil & Leroy (2001).

Les minéraux argileux sont des cristaux de taille micrométrique qui présentent des charges de surface. La présence de l’eau environnante est source d’interactions entre particules et avec l’eau et les ions qu’elle contient. Les interactions sont détaillées dans la section suivante.

## 2.3.2 Identification de la cohésion

### 2.3.2.1 Description des interactions

Les fines particules ( $< 64\mu m$ ) sont soumises aux actions dites de surface. Cette appellation vient de la forte dépendance de l’intensité de ces interactions avec la surface spécifique et la distance entre les particules. On distingue généralement plusieurs origines indépendantes à ces interactions :

- les interactions électrodynamiques ou de Van Der Waals ;
- les interactions électrostatiques double couche ;
- les interactions de structure (non DLVO).

Les deux premières font référence à la théorie DLVO (du nom des auteurs de cette théorie Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek) relative à la stabilité des colloïdes hydrophobes. Les actions non DLVO peuvent être des actions d’hydratation ou de répulsion hydrophobique. Ces forces peuvent être calculées pour des minéraux argileux (Nguyen *et al.*, 2001).

Pour appuyer ce choix, les travaux de Ladd & Kinner (1967) stipulent que la cohésion existe entre deux particules s’il faut fournir de l’énergie pour les séparer lorsque la contrainte

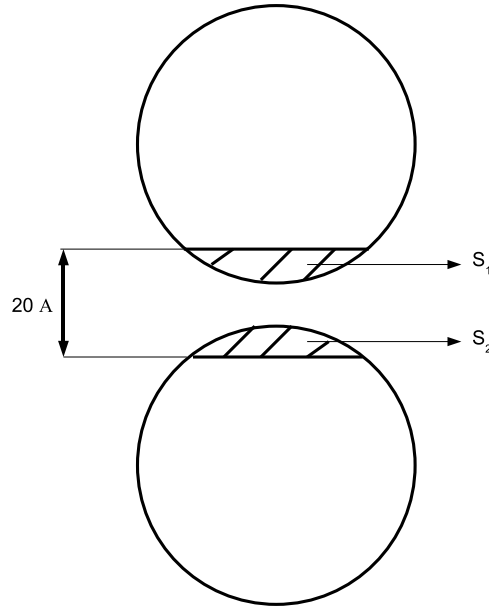


FIGURE 2.3.10: Schématisation de l'espace interparticulaire.

effective<sup>7</sup> entre elles est nulle. Les auteurs s'appuient sur une équation de la contrainte effective physico-chimique entre deux particules (Fig. 2.3.10), proposée par Lambe (1958a) :

$$\bar{\sigma} = (\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_a) a_m + (\bar{R} - \bar{A}) \quad (2.3.1)$$

où :

- $\bar{\sigma}$  est la contrainte effective normale s'exerçant entre les particules argileuses ;
- $\bar{\sigma}_r$  est la contrainte moyenne de répulsion de contact ;
- $\bar{\sigma}_a$  est la contrainte moyenne d'attraction de contact ;
- $\bar{R}$  est la contrainte à longue portée de répulsion double couche ;
- $\bar{A}$  est la contrainte d'attraction à longue portée ;
- $a_m = \frac{S_1 + S_2}{S_T}$  est le rapport de la surface entre les deux particules ( $S_1$  et  $S_2$ ) où la distance est inférieure à  $20\text{\AA}$  sur la surface totale (soit l'équivalent d'une sphère entre les particules, cf. Fig. 2.3.10).

Il ressort de cette équation que les interactions interparticulaires ont des composantes attractives, qui sont source de résistance à l'érosion et peuvent jouer en faveur de l'autoconsolidation (Peters & Smith, 2004).

Voici la classification des forces interparticulaires proposée (Ladd & Kinner, 1967, table 1, p.85).

<sup>7</sup>C'est la contrainte d'appui entre les particules. Cette notion sera développée à la partie traitant de l'autoconsolidation.

- Longue portée (espace interparticulaire supérieur à  $20\text{\AA}$ )
  - Répulsive (répulsion osmotique double couche)
  - Attractive (composante dispersive de Van der Waals)
- Courte portée ou action de contact (espace interparticulaire inférieur à  $20\text{\AA}$ )
  - Répulsive
    1. Osmotique ;
    2. Hydratation de surface ;
    3. Hydratation ionique ;
    4. Orientation de l'eau dans un champ électrique ;
    5. Répulsion de Born ; (si un vrai contact entre minéraux se produit).
  - Attractive
    1. Composante dispersive de Van der Waals ;
    2. Attraction électrostatique entre une arête et une face de deux particules ;
    3. Proximité de la valence primaire (si un vrai contact entre minéraux se produit) ;
    4. Attraction latente ionique, lien entre cations (si les particules sont parallèles) ;
    5. Cimentation.

Une multitude d'actions est identifiée. La prise en compte et la quantification de toutes ces interactions rendrait le travail trop compliqué. Cependant cette liste est intéressante car elle permet de mettre en lien les facteurs environnementaux qui influent directement sur les interactions. La voici telle que décrite à la table 2, p.86 dans Ladd & Kinner (1967).

- Répulsion osmotique (courte et longue portée) :
  - Concentration volumique en sel dans le fluide ;
  - Constante diélectrique ;
  - Valence des ions de la double couche ;
- Attraction électrostatique arête/face :
  - Concentration volumique en sel dans le fluide ;
  - Valence des ions de la double couche ;
  - Constante diélectrique ;
  - pH ;
- Orientation des molécules dans un champ électrique :

- Constante diélectrique ;
- Concentration volumique en sel dans le fluide (pas systématique) ;
- Valence des ions de la double couche (pas systématique).

La figure 2.3.11 montre l'allure schématique de la courbe de potentiel entre deux particules, en précisant la contribution de chacune des interactions que nous venons de voir. Toutes les interactions attractives à l'échelle microscopique contribuent au comportement cohésif de la matière. Il faut préciser que toutes ces interactions sont fortement dépendantes de la température, qui apparaît comme un facteur implicite de la cohésion.

### 2.3.2.2 Attraction entre deux particules

Concernant l'attraction à longue portée, Bailey, 1965 et Martin, 1958 cités par Ladd & Kinner (1967) proposent une force attractive de Van der Waals à trois composantes. Sur ces trois composantes<sup>8</sup>, les effets dispersifs sont supposés avoir la prépondérance dans un système fluide/particule. Il y est dit que les actions de Van der Waals ne sont pas censées dépendre directement des contraintes, mais par l'intermédiaire de la distance entre particules. Voici l'équation de la pression d'attraction,  $P_A$  entre deux feuillets parallèles infinis distants de  $2d$  :

$$P_A = \frac{A'}{48\pi} \left( \frac{1}{d^3} + \frac{1}{(d+\delta)^3} - \frac{2}{(d+\frac{\delta}{2})^3} \right) \quad (2.3.2)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur du feuillet,  $A'$  une constante homogène à une énergie, d'amplitude inconnue, parfois prise égale à  $10^{-19} J$ . Une expression analogue peut être trouvée dans les travaux de Gelard (2005).

Une autre formulation proposée par Israelachvili (1985) exprime cette force d'interaction entre deux particules sphériques :

$$F_H^{12} = \frac{A_H \cdot r_1 \cdot r_2}{6d_i^2(r_1 + r_2)} \quad (2.3.3)$$

où  $A_H \simeq 10^{-20} J$  est la constante de Hamaker<sup>9</sup>,  $r_1$  ( $m$ ) et  $r_2$  ( $m$ ) les rayons des particules,  $d_i$  ( $m$ ) la distance interparticulaire. Cette expression présente de fortes analogies avec celle proposée par Ladd & Kinner (1967) (Eq. 2.3.2) à un facteur de forme près : l'ordre de grandeur des constantes  $A'$  et  $A_H$  est presque le même et la force varie comme l'inverse du cube de la distance interparticulaire.

<sup>8</sup>Que sont l'orientation, l'induction et la dispersion.

<sup>9</sup>La valeur donnée correspond ici à un ordre de grandeur mais devrait varier selon le type d'argile ainsi que le suggèrent Israelachvili (1985) et Revil *et al.* (1999).



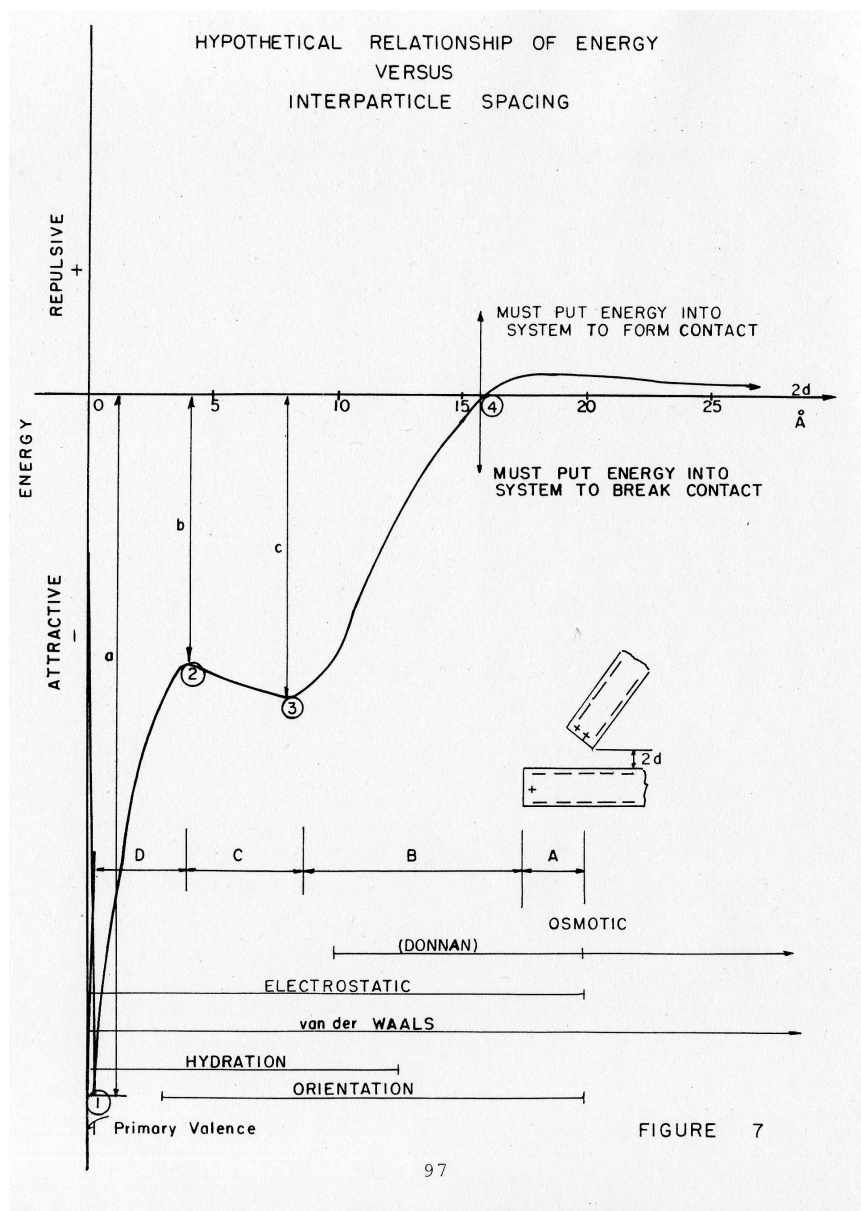


FIGURE 2.3.11: Représentation simplifiée de l'énergie d'interaction en fonction de la distance entre particules, d'après Ladd & Kinner (1967).

Les sédiments naturels présentent une hétérogénéité de taille. Les petites particules minérales ou organiques qui composent un sédiment cohésif sont bien souvent en interaction avec l'eau environnante, notamment grâce à la nature cristalline des minéraux. La cohésion est issue de ces interactions. Une fois déposées, ces particules s'arrangent en réseaux, selon les contraintes et les conditions du milieu. La compressibilité du dépôt est alors assurée par le réarrangement relatif des grains, et le mouvement de l'eau du milieu. L'autoconsolidation est étudiée dans la section suivante.

## 2.4 Autoconsolidation

L'objectif de cette section est de proposer une représentation simplifiée de la colonne sédimentaire par couches.

### 2.4.1 Définition de l'autoconsolidation

L'autoconsolidation fait partie des processus diagenétiques, dont il est utile de rappeler certains éléments. Selon le dictionnaire ([www.granddictionnaire.com](http://www.granddictionnaire.com)), la diagenèse désigne *l'ensemble des processus de consolidation des sédiments, s'étendant depuis leur dépôt jusqu'au moment où ils sont transformés en une roche dure (ex. : consolidation, lithification, induration) de boues calcaires, de boues argileuses en argilites, argiles ou schistes et de sables en grès*. Tous les mécanismes conduisant à la formation de roches sédimentaires sont concernés, présentant différentes échelles de temps, allant de la seconde au millier d'années. Ces mécanismes qui ont des origines biologiques et chimiques ne seront pas développés ici. Pour les échelles de temps qui concernent notre étude, l'autoconsolidation intervient dès le dépôt des matières, assurée par le poids propre des matières et le mouvement de l'eau drainée à travers les matières.

On rencontre fréquemment les termes de consolidation, de tassement ou de compaction. Pour fixer les idées, Degoutte & Royet (2005) définissent le tassement comme la variation de hauteur sous l'effet d'une contrainte, tandis que la consolidation est l'évolution du tassement dans le temps. L'autoconsolidation est donc l'évolution dans le temps du tassement sous l'effet du poids des matières.

### 2.4.2 Arrangements entre particules et compressibilité

Dans la colonne sédimentaire, les forces d'interactions conduisent à la formation d'unités submicroscopiques appelées domaines. Ces domaines s'arrangent entre eux pour former des grappes, visibles au microscope optique. Les grappes s'agrègent en peds, visibles à l'œil nu. La série de schémas proposés (Fig. 2.4.1, 2.4.2, 2.4.3) permet de visualiser ces

arrangements à différentes échelles. On distingue plusieurs niveaux d'agrégation, comme l'arrangement ou l'assemblage. Entre les particules il n'y a pas que des liaisons : des pores de différentes tailles se forment, comme les micropores ou les macropores. La compressibilité mécanique de la colonne sédimentaire tire son origine de la possibilité de réduire l'espace poral. Deux mécanismes peuvent en être à l'origine. Si les grains sont incompressibles, la compressibilité est assurée par le réarrangement des grains entre eux. Si les particules sont agrégées entre elles<sup>10</sup>, c'est par l'effondrement de l'espace poral que la compressibilité est possible. L'espace poral est constitué de micropores et de macropores. Les micropores sont souvent considérés incompressibles. Ce sont les macropores qui peuvent être réduits : on parle alors d'effondrement de type château de cartes. La schématisation de ces mécanismes est donnée à la figure 2.4.4. Il est facile de comprendre que, dans le cas de particules cohésives, le comportement mécanique évolue avec la compaction. L'effondrement des macropores conduit à un confinement plus important de la matière. Les particules étant plus proches, l'intensité de l'interaction entre les particules est plus grande et le nombre de ces interactions sur une particule est également plus grand. L'ensemble est alors plus rigide au fur et à mesure que la compaction a lieu. Ces déformations sont le plus souvent irréversibles et forment des strates identifiables au sein des couches sédimentaires.

### 2.4.3 Description stratifiée d'un dépôt

Un lit sédimentaire cohésif se forme sous l'action combinée de la décantation des particules et de la consolidation (Mehta *et al.*, 1989). Dans une première zone les matières se densifient, sans pour autant entrer en contact mutuel. La consolidation est essentiellement assurée par l'évacuation de l'eau et le poids propre des matières. Le mélange ainsi formé par l'eau et les matières présente un comportement fluide. Les contraintes dans ce milieu sont difficilement mesurables (Been et Sills, 1981, cité par Mehta *et al.*, 1989). La transition entre le milieu encore fluide et le milieu en consolidation donne lieu à des études spécifiques, comme ce sera proposé à la section 2.4.5.

Lorsque le milieu est suffisamment confiné, les particules entrent en contact. La contrainte effective est alors définie. Le milieu continue à se compacter sous l'action du poids propre des matières : c'est l'autoconsolidation, ou encore consolidation primaire. Le milieu passe progressivement de l'état fluide à l'état solide dans une zone se prolongeant tant que l'excès de pression de l'eau interstitielle, ou pression de pore, n'est pas totalement dissipé. La consolidation secondaire résulte de la déformation plastique du milieu et se manifeste pour des échelles de temps assez grandes. Elle peut apparaître pendant la consolidation primaire et n'est pas détaillée dans ce travail.

---

<sup>10</sup>Ce qui sous-entend qu'elles sont cohésives et donc plus petites, comme pour la vase.

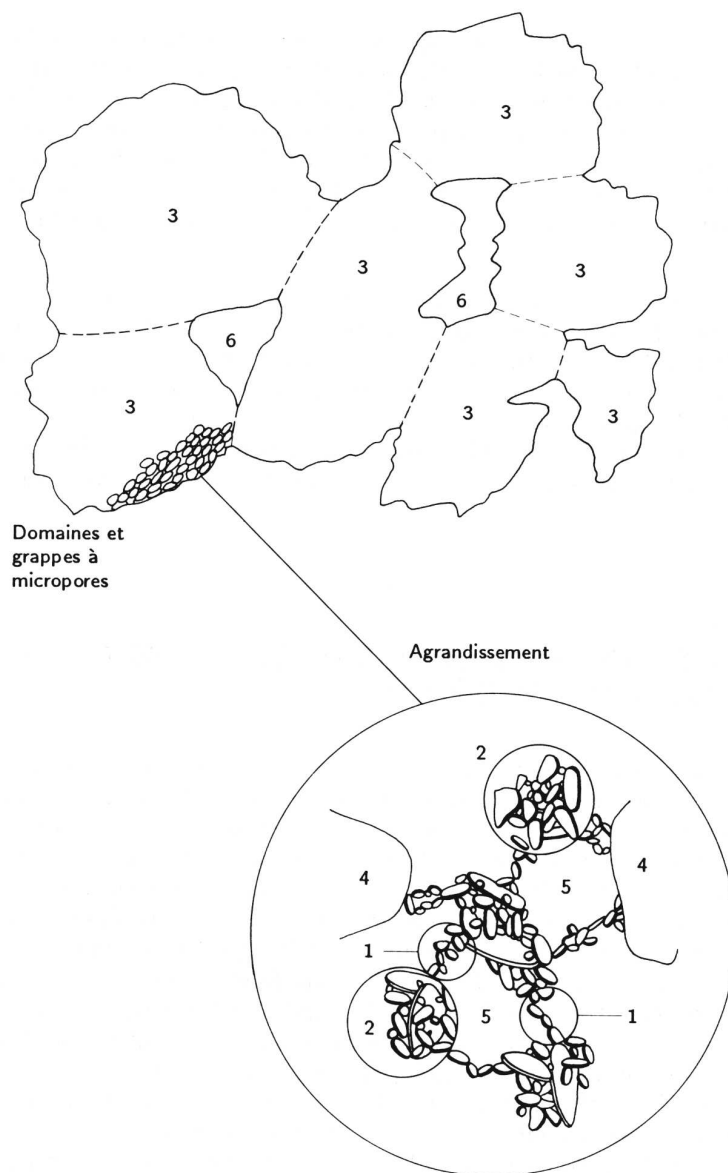


FIGURE 2.4.1: Schéma de la microstructure et du système macroscopique, d'après Yong et Sheeran (1973) et Push (1973) ; 1. domaine, 2. grappe, 3. ped, 4. grain de silt, 5. micropore, 6. macropore.

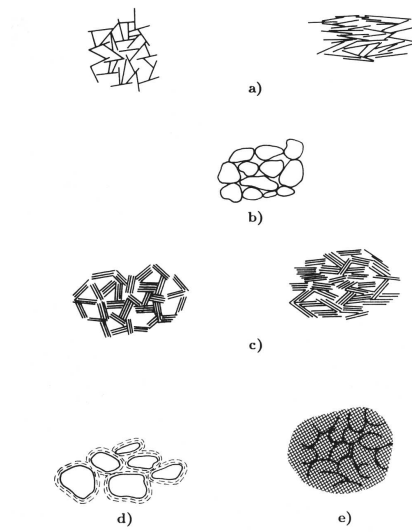


FIGURE 2.4.2: Représentation des arrangements élémentaires de particules : a) interaction entre plaquettes d'argiles ; b) interaction entre silt et sable ; c) interaction entre groupements de plaquettes d'argiles ; d) interaction entre plaquettes de silts et de sable enrobées ; e) interaction partiellement discernable entre particules, d'après Collins et McGown (1974).

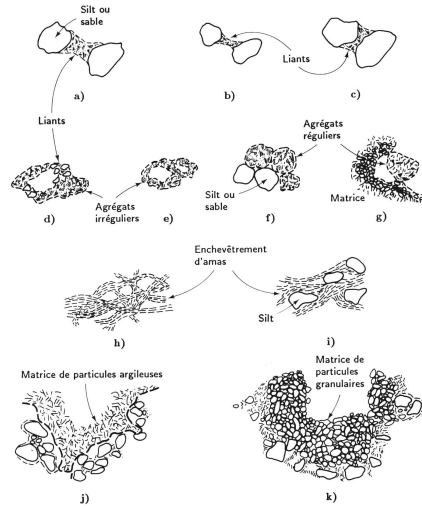


FIGURE 2.4.3: Représentation d'assemblages de particules : a) ,b) , c) liants ; d) agrégat irrégulier retenu par des assemblages ; e) agrégat formant un arrangement en nids d'abeilles ; f) agrégat régulier en interaction avec un grain de silt ; g) agrégat régulier en interaction avec une matrice ; h) amas d'argile enchevêtrés ; i) idem h avec inclusion de silts ; j) matrice de particules argileuses ; k) matrice de particules granulaires, d'après Collins et McGown (1974).

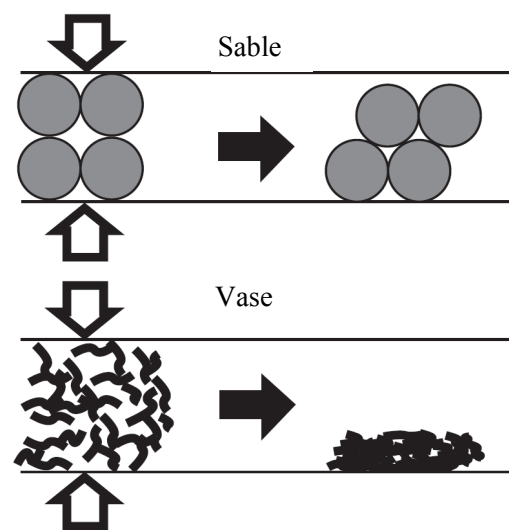


FIGURE 2.4.4: Schématisation de l'effondrement d'un assemblage de particules d'argiles, d'après Revil *et al.* (2002).

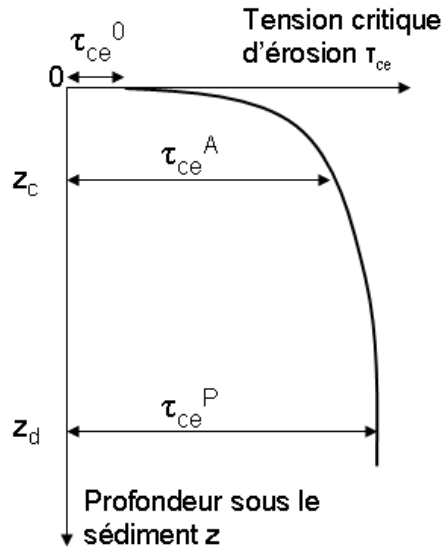


FIGURE 2.4.5: Représentation schématique à trois couches d'un profil de tension critique d'érosion, d'après Parchure & Mehta (1985).

Les étapes de la formation du lit sédimentaire mènent à la formation de couches ou encore strates. Dans une couche homogène en composition, la tension critique d'érosion augmente avec la profondeur, comme le révèle Parchure & Mehta (1985) à la figure 2.4.5. Bien que la réalité soit plus complexe, nous considérons la simplification selon laquelle trois zones peuvent être identifiées selon la valeur du gradient de la tension critique d'érosion, assimilables à des couches comme suggérée par Leupi (2006). Dans la couche interface (sous la surface), ce gradient est très important, marquant l'action de l'autoconsolidation. Son épaisseur est quasiment négligeable. Dans la couche active, le gradient est un peu moins marqué. Ces deux premières couches s'étendent sur quelques centimètres d'épaisseur, constituant ce que l'on appelle la zone de sédiments à faible compaction. Enfin la couche passive est caractérisée par une tension critique d'érosion quasi-constante. La figure 2.4.6 illustre la représentation stratifiée selon l'érodabilité du sédiment. Pour Il est possible de faire coïncider les couches identifiées selon la porosité avec celles identifiées selon la tension critique d'érosion.

#### 2.4.4 Relations expérimentales entre l'état de compaction et le seuil d'érosion

Pour paramétrer les modèles de transport sédimentaire, les auteurs ont recours à des valeurs du seuil d'érosion tirées du diagramme de Shields ou d'autres valeurs (Parchure *et al.*, 2001; Lopes *et al.*, 2006; Leupi, 2006). Parfois ces choix sont justifiés par la non

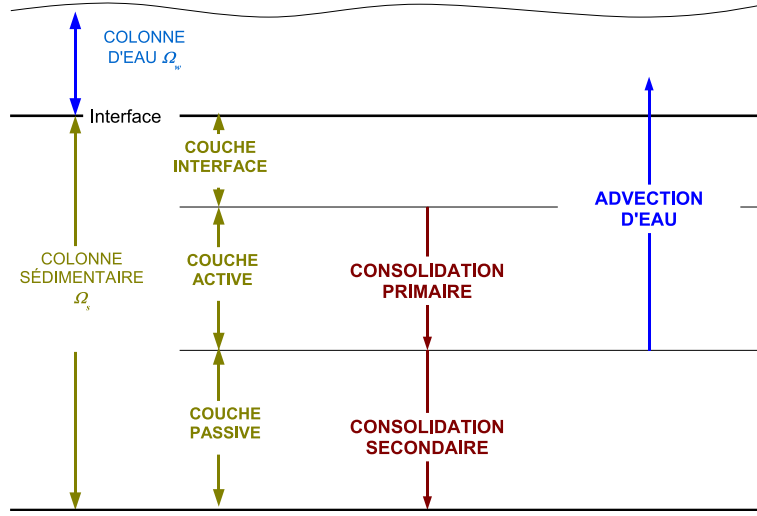


FIGURE 2.4.6: Représentation schématique à trois couches de la colonne sédimentaire.

prise en compte des effets de la consolidation (Brenon & Le Hir, 1999). D'autres auteurs utilisent des lois entre l'état de compaction et le seuil d'érosion par l'intermédiaire de lois empiriques (Bassoullet *et al.*, 2000; Roberts *et al.*, 2000).

En utilisant le profil de contraintes effectives  $\sigma'$  et par des raisonnements basés sur le diagramme de Mohr-Coulomb il est possible de faire augmenter le seuil d'érosion avec la profondeur. En effet, d'après Bagnold (1966) cité par Cappucci *et al.* (2004), l'équation de type Mohr-Coulomb s'écrit :

$$\tau_{ce}(z) = \tau_0 + \sigma'(z) \cdot \tan \Phi \quad (2.4.1)$$

avec

$$\sigma' = (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot z - p \quad (2.4.2)$$

où  $p$  est l'excès de pression de pore.

Mehta and Parchure (2000) cités par Lee (2004) proposent une formule reliée à la fraction volumique solide  $\phi = 1 - n$ , le complémentaire de la porosité  $n$  :

$$\tau_{ce} = \zeta \cdot (\phi - \phi_l)^\xi \quad (2.4.3)$$

où  $\zeta \simeq 1,65$  et  $\xi \simeq 1$  sont deux constantes.

## 2.4.5 Modèles d'autoconsolidation

L'autoconsolidation est assurée grâce aux mouvements des particules et de l'eau inter-



stitielle. La contrainte effective entre les particules en contact dans l'eau est la principale variable descriptive. D'après l'équation 2.3.1 il est possible d'écrire cette contrainte comme composée de termes attractifs et répulsifs. Nous considérons seulement le poids propre des matières, sans tenir compte des autres interactions entre elles, la cohésion. Certains travaux proposent ce type de modélisation (Peters & Smith, 2004).

Il existe des modèles de prédiction cinématiques et dynamiques<sup>11</sup> de la consolidation, ainsi que des modèles de description statique, que nous abordons en premier lieu. Le lien entre la contrainte effective et la densité pose un problème de modélisation à part entière que nous évoquons par la suite.

#### 2.4.5.1 Description statique d'un profil sédimentaire

En statique, la colonne sédimentaire est considérée comme figée. Pour un profil issu d'un même dépôt, nous considérons la loi d'Athy :

$$n(z) = n_{\infty} + (n_0 - n_{\infty}).e^{-\beta_s.z} \quad (2.4.4)$$

où  $n_0$  est la porosité du dépôt à l'interface,  $n_{\infty}$  sa valeur limite et  $\beta_s$  ( $m^{-1}$ ) le coefficient de compaction statique. Cette forme a l'avantage de ne pas introduire la valeur des contraintes, qui est souvent inconnue pour des sédiments faiblement consolidés. En revanche elle correspond seulement à un instant, et ne rend pas compte des variations temporelles.

#### 2.4.5.2 Modèle cinématique pour les couches non consolidées

Entre le dépôt des matières et le début de l'autoconsolidation, la transition le milieu fluide et le milieu solide se fait par évacuation d'eau et a été l'objet de nombreuses études, portant les appellations anglosaxonnes de "thickening"<sup>12</sup> ou encore "dewatering"<sup>13</sup>. Nous présentons les travaux de Kynch (1952), qui a élaboré une théorie de la sédimentation. C'est une théorie purement cinématique, qui eut être décrite comme un phénomène de propagation de la masse volumique  $\rho$ , à la vitesse  $V$  :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V(\rho) \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (2.4.5)$$

---

<sup>11</sup>Dans la réalité, ces deux processus sont couplés, mais il est difficile de traiter les deux problèmes de front (Torfs *et al.*, 1996).

<sup>12</sup>En français peut se traduire par épaississement, puisque le mouvement de l'interface est visible à l'œil nu.

<sup>13</sup>En français peut se traduire par expulsion d'un volume important d'eau.

où  $V(\rho)$  est définie par la relation suivante :

$$V(\rho) = -\frac{dS}{d\rho} \quad (2.4.6)$$

et  $S$  défini comme le flux de matière :

$$S = \rho.v \quad (2.4.7)$$

Une hypothèse réaliste de cette théorie est la dépendance de la vitesse par rapport à la concentration. En effet, le modèle de Stokes est valide pour des suspensions diluées, mais ne l'est plus lorsque la concentration augmente. Ces travaux ont été repris successivement (Tiller, 1981; Concha & Bustos, 1987; Bürger & Concha, 1998; Bustos & Concha, 1999; Bürger *et al.*, 1999, 2000; Garrido *et al.*, 2000; Burgos & Concha, 2005). Une nouvelle fonction appelée "fonction d'entassement de Kynch"  $f_{bk}(\phi)$  a été élaborée, où  $\Phi$  désigne la fraction volumique solide. Le raisonnement basé sur la propagation d'une onde de tassement a été repris pour le sédiment solide. La distinction entre le sédiment solide et fluide se fait grâce à la notion de fraction volumique critique  $\phi_c$ . Voici le système d'équation à résoudre lorsque les deux phénomènes se superposent (Burgos & Concha, 2005), en commençant par l'équation de propagation de la fraction volumique  $\phi$  :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (q(t)\phi + f_{bk}(\phi)) = -\frac{\partial}{\partial z} \left( f_{bk}(\phi) \frac{\sigma'_e(\phi)}{\Delta\rho\phi g} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \quad (2.4.8)$$

où  $q(t)$  est la vitesse moyenne de transport de la matière,  $\sigma'_e(\phi)$  la contrainte effective solide,  $\Delta\rho = \rho_s - \rho_w$  la densité relative du milieu. Nous avons ensuite deux équations constitutives, l'une définissant la fonction d'entassement :

$$f_{bk}(\phi) = u_\infty \phi \left( 1 - \frac{\phi}{\phi_{max}} \right)^c \quad (2.4.9)$$

et l'autre les contraintes effectives :

$$\sigma'_e(\phi) = \begin{cases} \alpha \exp \beta \phi & \text{or } \sigma_0 \left( \left( \frac{\phi}{\phi_c} \right)^n - 1 \right) & \text{for } \phi \geq \phi_c \\ 0 & \text{for } \phi \leq \phi_c \end{cases} \quad (2.4.10)$$

Dans ces deux dernières équations,  $c$  et  $n$  désignent des exposants réels. L'échelle de temps associée à ce processus est courte. Ce modèle intègre les phénomènes à l'interface dans une eau calme, et doit être adapté dans une colonne d'eau en mouvement. De plus, il présente un certain nombre de paramètres qu'il convient de paramétrer pour une modélisation

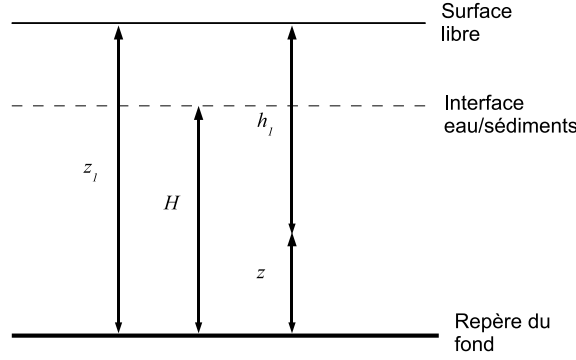


FIGURE 2.4.7: Schématisation d'une coupe verticale du cours d'eau et du lit sédimentaire et position des repères.

opérationnelle.

### 2.4.5.3 Modèle dynamique pour les couches en consolidation

La situation est représentée à la figure 2.4.7. L'équation de consolidation telle qu'elle est présentée par Lee (1968) est très adaptée à l'autoconsolidation, lorsque les matières forment un milieu solide mou. Son établissement est rappelé en annexe E, et voici son expression finale :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{C_v} \left( \gamma_b \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.4.11)$$

Ici  $u$  ( $N.m^{-2}$ ) désigne la pression interstitielle,  $C_v$  ( $m^2.s^{-1}$ ) le coefficient de consolidation,  $\gamma_b = g.(\rho_s - \rho_w)$  ( $N.kg^{-1}$ ) le poids spécifique des matières, et  $k$  ( $m.s^{-1}$ ) la perméabilité du milieu poreux. Le coefficient de consolidation  $C_v$  est défini par la relation suivante :

$$C_v = \frac{k}{\gamma_b.m_v} \quad (2.4.12)$$

La perméabilité  $k$  est calculée à partir de la relation de Terzaghi (Holtz & Kovacs, 1981) :

$$k = \frac{C}{\mu} \cdot \frac{(n - 0,13)^2}{(1 - n)^{1/3}} \cdot d_{10}; \quad (2.4.13)$$

où  $C$  est une constante,  $\mu$  ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ) est la viscosité dynamique de l'eau,  $n$  la porosité et  $d_{10}$  ( $m$ ) est défini à la section 9.1. Le coefficient de compressibilité  $m_v$  est donné par la relation suivante :

$$m_v = -\frac{dn}{d\sigma'} \quad (2.4.14)$$

Une relation constitutive doit être établie sur la base de données expérimentales pour la

détermination de ce coefficient.

Beaucoup d'autres travaux traitent de la compaction, dans des contextes variés allant de la pétrologie (Revil *et al.*, 2002), à la mécanique du solide (théorie du solide déformable) en passant par la géologie (Ichikawa *et al.*, 2001). La sédimentologie s'intéresse aussi à ce phénomène pour analyser les bassins sédimentaires, les conditions de formation des roches, les nappes d'eau souterraines et autres. Les échelles<sup>14</sup> concernées sont de dimension géologique. Dans notre cas traitant de la consolidation des sédiments en cours d'eau, il s'agit de petites échelles pour lesquelles les phénomènes sont transitoires. La littérature abonde moins dans ce domaine, d'autant plus que les interactions entre particules jouent probablement un rôle déterminant. Il est possible de trouver des modèles de compaction sous l'action du poids propre de la matière. La difficulté réside dans la conversion de la contrainte effective en densité.

#### 2.4.5.4 Lien entre contraintes effectives et état de compaction

Le passage de la contrainte effective à la porosité est utile pour deux raisons : la porosité est le paramètre directement utilisable par notre modélisation, et d'autre part, cette grandeur conserve l'historique du chargement, à cause des déformations irréversibles qui y règnent. La littérature en géotechnique fournit beaucoup de données sur le coefficient de compression  $C_c$  donné par la relation suivante :

$$C_c = -\frac{de}{d(\ln \sigma')} \quad (2.4.15)$$

où  $e$  est l'indice des vides :  $e = \frac{n}{1-n}$ . Ce coefficient est souvent utilisé lors des essais œdométriques, car il caractérise un sédiment dans le diagramme  $(e, \ln \sigma')$ . La figure 2.4.8 présente un exemple extrait de Holtz & Kovacs (1981). Ce type d'essai met en jeu des contraintes très grandes devant celles de nos sédiments fluviaux. Le même type de résultat a été obtenu lors des tests effectués par le laboratoire de mécanique des sols du CEMA-GREF (Aix-En-Provence) pour des sédiments de Mas-Thibert.

Le paramètre présenté pour le modèle compaction est le coefficient de compressibilité  $m_v$  (défini par Eq. 2.4.14).

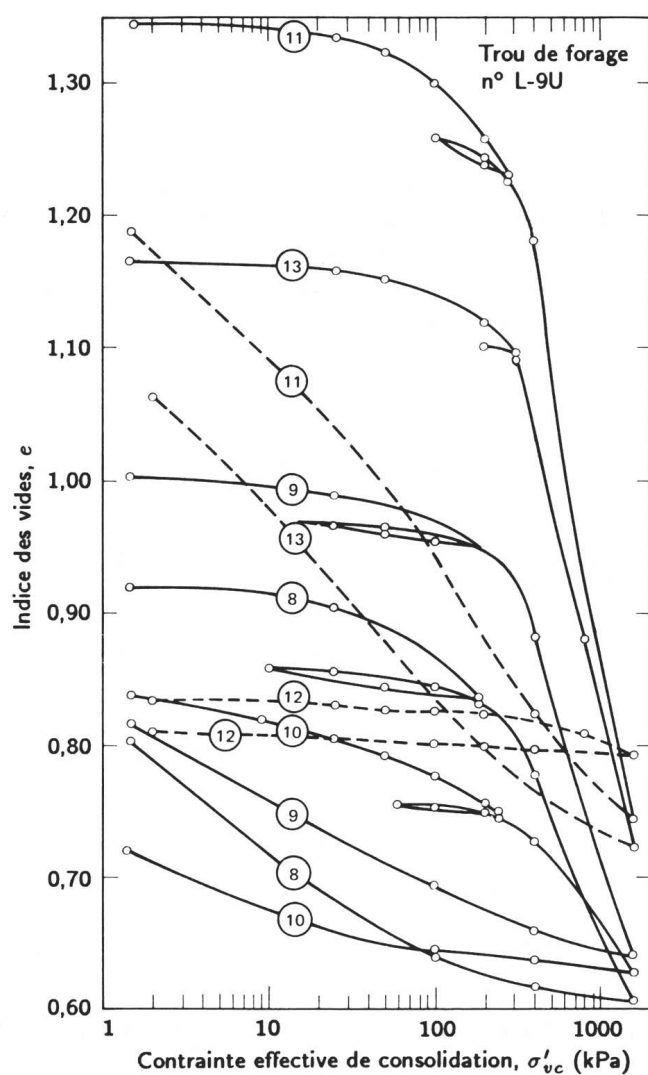
## 2.5 Synthèse

### 2.5.1 Conséquence de l'autoconsolidation sur les flux

L'autoconsolidation est un phénomène qui affecte les dépôts sédimentaires dans le temps

---

<sup>14</sup>Dimensions du problème, temps, contraintes.



Essai n°	Élev. (m)	Classification	Limites d'Atterberg			$w_n$ (%)	$e_o$	$\sigma'_{vo}$ (kPa)	$\sigma'_p$ (kPa)	$C_c$
			$w_L$	$w_P$	$I_P$					
8	-8,8	CL-argile molle	41	24	17	34,0	0,94	160	200	0,34
9	-9,8	CL-argile consistante	50	23	27	36,4	1,00	170	250	0,44
10	-17,1	ML-silt sableux	31	25	6	29,8	0,83	230	350	0,16
11	-20,1	CH-argile molle	81	25	56	50,6	1,35	280	350	0,84
12	-23,2	SP-sable	Non plastique			27,8	0,83	320	—	—
13	-26,2	CH-argile avec couches de silt	71	28	43	43,3	1,17	340	290	0,52

FIGURE 2.4.8: Courbes œdométriques de plusieurs couches d'un sédiment, d'après Holtz & Kovacs (1981).

et la profondeur. Elle tend à augmenter l'état de compaction et en conséquence le seuil d'érosion. L'autoconsolidation agit ainsi dans le sens d'un stockage des polluants contenus dans la colonne sédimentaire. Par ailleurs, ce mécanisme est possible par évacuation de l'eau interstitielle, contribuant à l'apparition d'un flux d'eau interstitielle dans la colonne d'eau.

Les flux de polluants associés aux couches sédimentaires ont été publiés (Boyer *et al.*, 2005). La couche interface est issue du dépôt récent de particules en suspension sans cohésion, mais où les agrégats commencent à interagir et à former un lit sédimentaire. Concernant les radionucléides, une hypothèse d'équilibre peut être formulée. Les concentrations de chaque phase (dissoutes et particulières) des radionucléides sont celles de la colonne d'eau. La couche active est caractérisée par des échanges de radionucléides par diffusion et par érosion. Dans la couche passive, il n'y a plus contraction de volume, mais la hausse de la cohésion se fait par une augmentation des liaisons interparticulaires (produit des réactions diagenétiques). Les échanges avec la colonne d'eau ont lieu principalement par érosion. L'autoconsolidation, par son impact sur le seuil d'érosion, contribue à diminuer ce flux.

## 2.5.2 Bilan de la bibliographie

Ce chapitre a montré que l'érosion d'un sédiment cohésif présente des particularités par rapport aux sédiments non cohésifs, au delà de la simple granulométrie. Lorsqu'il s'agit des particules inférieures à la centaine de micromètres, des forces d'interaction autres que le poids, dépendantes de l'état de compaction du lit sédimentaire, modifient le flux d'érosion et le seuil d'érosion. La manière dont l'érosion se produit diffère également, la résistance à l'érosion étant le résultat du comportement global de l'ensemble du lit plutôt que de la seule particule.

Les forces d'interaction proviennent de la nature minérale et des propriétés microscopiques des fines particules. Ces interactions sont soit de type attractives : elles contribuent alors à la résistance au cisaillement et à la consolidation du sédiment ; soit de type répulsives, où elles s'opposent à une trop grande compaction.

La clé de voûte du présent travail consiste à faire le lien entre l'état de compaction du sédiment et son érodabilité. Ce lien passe par la connaissance de la cohésion qui est l'expression des propriétés intimes du matériel sédimentaire.

Pour rendre ce travail opérationnel, la modélisation se base sur des paramètres simples et facilement mesurables. La validation se fait grâce des expériences d'érosion artificielle dans le canal HERODE. Des sédiments sont prélevés en milieu naturel, puis placés sous l'action érosive d'un courant d'eau. Le seuil d'érosion et le flux d'érosion sont mesurés et

confrontés avec l'état de compaction. Cet état est décrit par les analyses complémentaires portant sur la granulométrie et la porosité du lit sédimentaire. Ces deux paramètres sont intégrés au modèle, en vue d'approcher la valeur du seuil d'érosion.





# Deuxième partie

## Modélisation



# Chapitre 3

## Modélisation de la tension critique d'érosion

Dans ce chapitre, il est proposé d'étudier le critère d'érosion d'une particule idéalement sphérique et soumise à des actions extérieures liées à son poids, à l'hydrodynamique et aux interactions avec ses voisines. Ensuite nous détaillons les modèles qui traitent déjà du sujet du seuil d'érosion afin de les comparer.

### 3.1 Bibliographie

#### 3.1.1 Bilan des forces

L'intérêt porte sur une particule située à l'interface entre la colonne d'eau et le lit sédimentaire, supposée horizontale. La situation est présentée à la figure 3.1.1. La particule, considérée comme sphérique de centre  $O$ , est partiellement enfouie dans le lit sédimentaire. L'angle  $\Phi$  rend compte de cet enfouissement : il est défini par l'angle formé entre la verticale passant par  $O$  et l'axe  $OI$ , où  $I$  est le point de contact le plus en aval dans le plan de la figure. Voici le bilan des forces extérieures qu'elle subit :

- la sustentation hydrodynamique  $\vec{F}_L$ , orientée verticalement et vers le haut ;
- l'entraînement hydrodynamique  $\vec{F}_D$ , orientée parallèlement à la direction de l'écoulement, supposée horizontale ;
- le poids déjaugé  $\vec{F}'_g$ , vertical et dirigé vers le bas ;
- la force de cohésion  $\vec{F}_C$ , à priori répartie sur toute la surface de contact avec le lit sédimentaire.

La force de cohésion étant une force de surface, la direction de sa résultante n'est pas unique, dépendant de la répartition de la force autour de la particule.

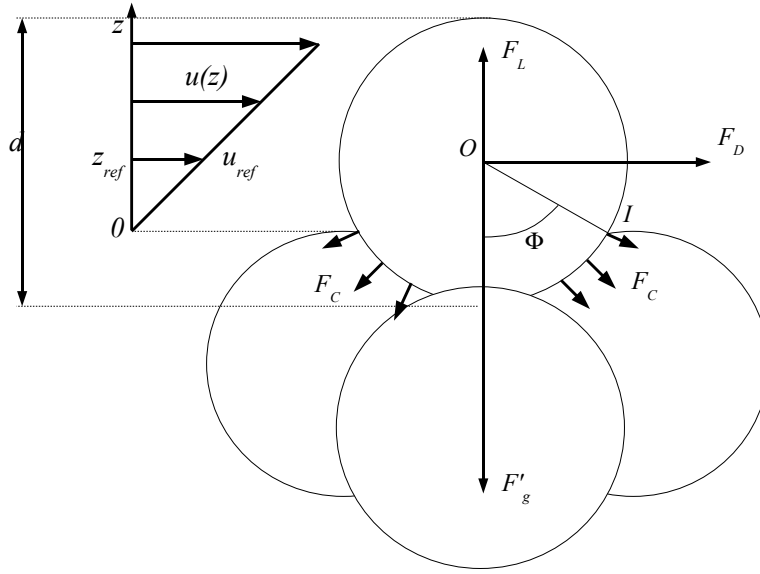


FIGURE 3.1.1: Schématisation d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et le lit sédimentaire, et représentation des actions qu'elle subie.

### 3.1.2 Critère d'érosion

Le critère d'érosion est caractérisé par l'amorce d'une rotation de centre  $I$ <sup>1</sup>. Il se déduit du théorème des moments appliqué au point  $I$  : la somme des moments en  $I$  des forces extérieures est nulle au moment où la particule amorce un mouvement. Selon la position de la force de cohésion (horizontale ou verticale), le critère d'érosion s'écrit différemment. Dans le cas de Dade *et al.* (1992) par exemple, la position verticale donne l'expression suivante pour le critère d'érosion :

$$\tan \Phi = \frac{F_D}{F'_g - F_L + F_C} \quad (3.1.1)$$

qui donne :

$$\frac{F_D}{F'_g} = \frac{\tan \Phi}{1 + \frac{F_L}{F_D} \tan \Phi} \left( 1 + \frac{F_C}{F'_g} \right) \quad (3.1.2)$$

Parfois la force de cohésion peut être horizontale (Graf, 1984), si bien que le même critère s'écrit :

$$\tan \Phi = \frac{F_D - F_C}{F'_g - F_L} \quad (3.1.3)$$

---

<sup>1</sup>Un critère formulé de la sorte pour du sédiment cohésif peut paraître insensé vu la résistance d'ensemble présenté par le sédiment, mais il s'agit d'une hypothèse du modèle.

et en conséquence :

$$\frac{F_D}{F'_g} = \frac{\tan \Phi}{1 + \frac{F_L}{F_D} \tan \Phi} \left( 1 + \frac{1}{\tan \Phi} \frac{F_C}{F'_g} \right) \quad (3.1.4)$$

Les deux formulations diffèrent du facteur  $\frac{1}{\tan \Phi}$  devant le terme d'adhésion.

Or, nous considérons que la répartition de la force d'adhésion est homogène sur la surface. Dans ce cas, par symétrie, la résultante est colinéaire à la force de poids. Nous choisissons donc la direction verticale pour la force d'adhésion. Il pourrait être reproché à cette description de ne pas tenir compte de l'enfouissement, mais il sera pris en compte dans l'expression même de cette force par l'intermédiaire de la coordination.

### 3.1.3 Poids déjaugé

Pour l'expression de la force de poids déjaugé, il suffit de prendre le produit du poids volumique déjaugé de la particule et de son volume (Wiberg & Smith, 1987). Les hétérogénéités de forme de la particule peuvent être prises en compte grâce à un facteur de forme relatif au poids de la particule  $k_W$ , comme introduit par Graf (1984), donnant :

$$F'_g = k_W(\rho_s - \rho_w).g.d^3 \quad (3.1.5)$$

Dans le cas d'une particule sphérique, ce coefficient vaut  $\frac{\pi}{6}$ .

### 3.1.4 Entraînement hydrodynamique

La force d'entraînement est proportionnelle à la pression hydrodynamique  $\frac{\rho_w u^2}{2}$  (Graf, 1984) :

$$F_D = C_D.k_D.\rho_w.d^2\frac{u_b^2}{2} \quad (3.1.6)$$

où  $u_b$  est une vitesse caractéristique de l'écoulement proche du fond,  $k_D$  un facteur de forme relatif à l'entraînement. Ce type de formulation est analogue à celle utilisée par Wiberg & Smith (1987) :

$$F_D = C_D.\rho_w.A_x\frac{\langle u^2(z) \rangle}{2} \quad (3.1.7)$$

où  $A_x \propto \pi.d^2$  est la surface de la coupe de la particule. Les valeurs du coefficient d'entraînement peuvent prendre la forme suivante (voir Graf, 1984, p.39) :

$$C_D = \frac{a}{Re} \left( 1 + \frac{3}{16}.Re \right) \quad (3.1.8)$$

Pilotti & Menduni (2001) se basent sur une écriture légèrement différente (cette forme se retrouve également dans Graf (1984)) :

$$C_D = \frac{a}{Re} + \frac{b}{1 + \sqrt{Re}} \quad (3.1.9)$$

où  $a = 24$  et  $b = 6$  sont des constantes. Dans ces expressions  $Re = \frac{u_{\text{ref}} \cdot d}{\nu}$  désigne le nombre de Reynolds de la particule basé sur une vitesse de référence  $u_{\text{ref}}$ . Cette vitesse est celle du fluide à l'altitude  $z_{\text{ref}} = \alpha \cdot d$ , une fraction de la taille de la particule (cf. Fig. 3.1.1). La constante  $\alpha$  est à priori fonction de l'angle  $\Phi$ , qui caractérise l'enfouissement, mais une valeur lui sera définitivement attribuée. Cette vitesse de référence peut s'assimiler à la vitesse  $u_b$  utilisée par Graf (1984). Au niveau des fines particules, le profil de vitesse est supposé laminaire dont le profil est donné par (Cousteix, 1988) :

$$u(z) = \frac{u^{*2} z}{\nu} \quad (3.1.10)$$

On en tire l'expression de  $u_{\text{ref}}$  :

$$u_{\text{ref}} = \frac{\alpha \cdot u^{*2} \cdot d}{\nu} \quad (3.1.11)$$

puis celle du nombre de Reynolds basé sur la vitesse de référence :

$$Re = \frac{\alpha \cdot u^{*2} \cdot d^2}{\nu^2} = \alpha \cdot Re^{*2} \quad (3.1.12)$$

Le coefficient de traînée s'exprime en fonction du nombre de Reynolds particulaire  $Re^*$  basé sur la vitesse de frottement  $u^*$ , ce qui donne l'expression suivante pour le modèle basé sur Graf (1984) :

$$C_D = \frac{1}{\alpha \cdot Re^{*2}} \left( a + \frac{3 \cdot \alpha \cdot a}{16} Re^{*2} \right) \quad (3.1.13)$$

et celle pour le modèle de Pilotti & Menduni (2001) :

$$C_D = \frac{1}{\alpha \cdot Re^{*2}} \left( a + \frac{\alpha \cdot b}{1 + \sqrt{\alpha} \cdot Re^*} Re^{*2} \right) \quad (3.1.14)$$

L'équation de la force d'entraînement s'écrit alors sur la base de Graf (1984) :

$$F_D = k_D \cdot \alpha \cdot \rho_w \cdot \nu^2 Re^{*2} \left( a + \frac{3 \cdot \alpha \cdot a}{16} Re^{*2} \right) \quad (3.1.15)$$

La même expression sur la base de Pilotti & Menduni (2001) donne :

$$F_D = \frac{\pi}{8} \cdot \alpha \cdot \rho_w \cdot \nu^2 Re^{*2} \left( a + \frac{\alpha \cdot b}{1 + \sqrt{\alpha} \cdot Re^*} Re^{*2} \right) \quad (3.1.16)$$

Au premier ordre, les deux expressions sont compatibles sous la condition que  $k_D = \frac{\pi}{8}$ . Dans ces conditions, on doit retrouver l'expression donnée par O'Neill (1967) cité par Dade *et al.* (1992) :

$$F_D = 8 \cdot \rho_w \cdot \nu^2 \cdot Re^{*2} \quad (3.1.17)$$

La valeur calculée par les deux modèles développés donnent au premier ordre :

$$F_D = \frac{a \cdot \pi}{8} \alpha \cdot \rho_w \cdot \nu^2 Re^{*2} \quad (3.1.18)$$

Le coefficient  $\frac{\alpha \cdot a \cdot \pi}{8}$  est donné pour  $a = 24$ ,  $\alpha = 0,16$  :

$$\frac{\alpha \cdot a \cdot \pi}{8} \simeq 1,5 \quad (3.1.19)$$

Au premier ordre la force de sustentation du modèle de Pilotti & Menduni (2001) est inférieur au modèle de Graf (1984) d'un facteur 5, ce qui aura de fortes répercussions sur le seuil d'érosion.

### 3.1.5 Sustentation hydrodynamique

Graf (1984) propose une expression analogue à celle de l'entraînement :

$$F_L = C_L \cdot k_L \cdot \rho_w \cdot d^2 \frac{u_b^2}{2} \quad (3.1.20)$$

où  $k_L$  est un facteur de forme de la particule. Si on utilise encore la méthode précédente pour déterminer la vitesse  $u_b$  on obtient alors l'expression suivante :

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \cdot k_L \cdot \rho_w \cdot \alpha^2 \cdot \nu^2 \cdot Re^{*4} \quad (3.1.21)$$

L'auteur propose une discussion sur le mécanisme de sustentation (Graf, 1984, p.101)<sup>2</sup>, considérée importante pour l'initiation du mouvement de la particule. Il donne une valeur pour le coefficient :  $C_L \simeq 0,178$  cohérente avec la valeur utilisée par Wiberg & Smith (1987) :  $C_L \simeq 0,2$ . Cette expression n'est pas en accord avec la tendance donnée par d'autres auteurs. Deux autres formulations existent, faisant intervenir le cube du nombre de Reynolds particulaire. D'un côté, Yalin (1977) propose l'expression suivante tirée de

---

<sup>2</sup>Cette forme est également utilisée par Wiberg & Smith (1987)

Saffman (1965), en appliquant le raisonnement sur la sous-couche laminaire qui introduit le coefficient  $\alpha$  d'enfouissement :

$$F_L = k_L \cdot \alpha \cdot \rho_w \cdot \nu^2 \cdot Re^{*3} \quad (3.1.22)$$

où  $\alpha(\Phi)$  le coefficient lié à la position relative de la particule et du lit sédimentaire. Cette forme est à comparer de celle également tirée de Saffman (1965) reprise par Dade *et al.* (1992) :

$$F_L = 0,8 \cdot \rho_w \cdot \nu^2 \cdot Re^{*3} \quad (3.1.23)$$

La compatibilité des deux formulations conduit à poser :

$$k_L \cdot \alpha(\Phi) = 0,8 \quad (3.1.24)$$

## 3.2 Seuil d'érosion de sédiments cohésifs non consolidés

### 3.2.1 Généralités

Les sédiments cohésifs non consolidés apparaissent dans la couche qui fait l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire. Cette couche est constituée des matières récemment déposées. L'état de consolidation est suffisamment faible pour que les propriétés cohésives puissent y être négligées. Les travaux de El Ganaoui *et al.* (2007) ont montré que cette couche, bien que sujette à la cohésion, présente un comportement assimilable à de la matière non cohésive vis à vis de l'érosion. En effet, dans le diagramme de Shields, les résultats de cette étude révèlent une bonne concordance avec les résultats de la modélisation de Pilotti & Menduni (2001) pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 1. Cette dernière modélisation va être présentée plus loin.

En guise de référence une interpolation analytique des données de Shields (1936) est donnée par Soulsby (1997) (cité par Ziervogel & Bohling, 2003). L'expression proposée est donnée par l'évolution du paramètre de Shields  $\theta_s = \frac{\tau_{ce,s}}{g(\rho_s - \rho_w)d}$  la suivante :

$$\theta_s = \frac{0,3}{1 + 1,2d^*} + 0,055 (1 - e^{-0,02d^*}) \quad (3.2.1)$$

Ici le paramètre  $d^*$  (m) représente le diamètre basé sur le paramètre de Yalin (cf. § 2.1). Pour transposer cette relation dans le diagramme de Shields, on part du diamètre  $d$  de la



particule. À partir de la définition du paramètre de Yalin, on calcule  $d^*$  :

$$d^* = \left( \frac{g \cdot (\rho_s - \rho_w)}{\rho_w \cdot \nu^2} \right)^{1/3} \cdot d \quad (3.2.2)$$

L'expression de  $u^*$  est extraite de l'équation 3.2.1, en vertu de la définition de  $\theta_s$  :

$$u^* = \sqrt{\frac{g \cdot (\rho_s - \rho_w)}{\rho_w} \cdot \theta_s} \quad (3.2.3)$$

Le nombre de Reynolds peut alors être calculé :

$$Re^* = \frac{u^* \cdot d}{\nu_w} \quad (3.2.4)$$

Dans le système de coordonnées de Shields, l'interpolation de Soulsby est alors composée des points de coordonnées  $(Re^*; \theta_s)$

### 3.2.2 Modèle de Pilotti (2001)

En l'absence de compaction, c'est-à-dire de force de cohésion, le modèle de Pilotti & Menduni (2001) se base indifféremment sur le critère d'érosion de l'équation 3.1.2 ou de l'équation 3.1.4. Le poids déjaugé est donné par l'équation 3.1.5, la force d'entraînement hydrodynamique par la relation 3.1.16. Dans ce modèle, la sustentation n'est pas prise en compte. L'équation du seuil d'érosion en coordonnées de Shields s'écrit :

$$\theta_p = \frac{\frac{4}{3\alpha} \tan \Phi}{a + \alpha Re^{*2} \frac{b}{1 + \sqrt{\alpha Re^*}}} \quad (3.2.5)$$

où  $\theta_p$  est le paramètre de Shields,  $a \simeq 37,49$  et  $b \simeq 9,37$  sont les constantes du coefficient d'entraînement modifiées. La spécificité de cette modélisation est qu'elle tend vers un seuil d'érosion constant pour les faibles valeurs de  $Re^*$ , conformément aux certaines observations expérimentales (El Ganaoui *et al.*, 2007).

### 3.2.3 Modèle de Dade (1992)

Le modèle de Dade *et al.* (1992) considère le critère d'érosion de l'équation 3.1.2. La force d'entraînement est donnée par l'expression 3.1.17. La force de sustentation utilisée est celle de la relation 3.1.23. Lorsque le sédiment n'est pas consolidé, voici l'expression

$\Phi$	$\alpha$	$a$	$b$	$k_D$	$k_W$	$k_L$
52.5	0,16	37,49	9,37	1	$\frac{\pi}{6}$	1

TABEAU 3.2.1: Valeurs des paramètres des modèles testés sans consolidation.

du paramètre de Shields, pour une particule sphérique :

$$\theta_d = \frac{\pi}{48} \cdot \frac{\tan \Phi}{1 + 0,1 \cdot \tan \Phi \cdot Re^*} \quad (3.2.6)$$

### 3.2.4 Modèle sur la base de Graf (1984)

Le critère d'érosion vient de la relation 3.1.2. La force d'entraînement est issue de l'équation 3.1.15. La force de sustentation vient de l'équation 3.1.22. Voici la formulation du paramètre de Shields :

$$\theta_g = \frac{k_W \frac{\tan \Phi}{\alpha k_D}}{a + \frac{k_L}{k_D} \tan \Phi \cdot Re^* + \frac{3 \cdot a \cdot \alpha}{16} \cdot Re^{*2}} \quad (3.2.7)$$

### 3.2.5 Comparaison et choix du modèle

Au tableau 3.2.1 sont reportées les valeurs des paramètres utilisées pour représenter les modèles. Ce premier jeu de valeur est simple afin de les comparer aux tendances expérimentales et éventuellement faire des ajustements. La valeur de l'angle  $\Phi$  provient des raisonnements de Pilotti & Menduni (2001). Nous considérons le  $n_i = 45^{ieme}$  pourcentile de matières, associé à l'angle  $\Phi = 30 + n_i \cdot 0,5$ . La figure 3.2.1 présente la synthèse des modèles non consolidés (Eq. 3.2.5, 3.2.6 et 3.2.7. Cette figure présente aussi la tendance expérimentale de Soulsby (1997) cité par Ziervogel & Bohling (2003), et qui superpose bien les données de Shields. Pilotti & Menduni (2001) confirme cette tendance d'un paramètre d'érosion constant, autour de 0,22 pour les petites valeurs de  $Re^*$ . Les valeurs limites sont différentes pour les deux autres modèles : 0,08 pour le modèle de Dade *et al.* (1992) et 0,11 pour celui de Graf (1984). Ceci peut être corrigée avec les valeurs de  $\Phi$  ou de  $k_D$ . Par ailleurs, tous les modèles sont imprécis pour décrire la baisse du seuil d'érosion pour la gamme  $Re^* \in [10^{-2}; 1]$ .

D'après la bibliographie, le plateau de Soulsby (1997) fait référence. Le modèle basé sur

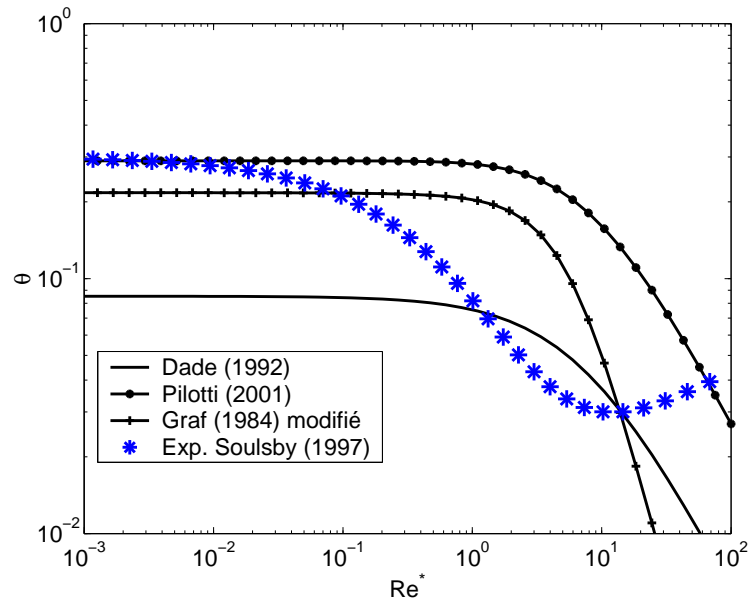


FIGURE 3.2.1: Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds  $Re^*$  : comparaison de synthèses expérimentales et du modèle de Pilotti & Menduni (2001).

$\Phi$	$\alpha$	$a$	$b$	$k_D$	$k_W$	$k_L$
52.5	0, 16	37, 49	9, 37	0, 4	$\frac{\pi}{6}$	30

TABLEAU 3.2.2: Valeurs des paramètres ajustés pour modèles sans consolidation.

Graf (1984) permet d'approcher ces données expérimentales, avec les paramètres ajustés présentés au tableau 3.2.2. La figure 3.2.2 présente l'ajustement. Ce modèle constitue une bonne base pour approcher les expériences sur des sédiments non consolidés.

### 3.3 Seuil d'érosion de sédiments cohésifs consolidés

#### 3.3.1 Généralités

Dès que l'interface est constituée de matières consolidées, la cohésion s'exprime par une hausse du seuil d'érosion. Nous présentons ici les quelques modèles que nous avons pu trouver dans la bibliographie qui traitent le problème des sédiments cohésifs (sous-entendu consolidés).

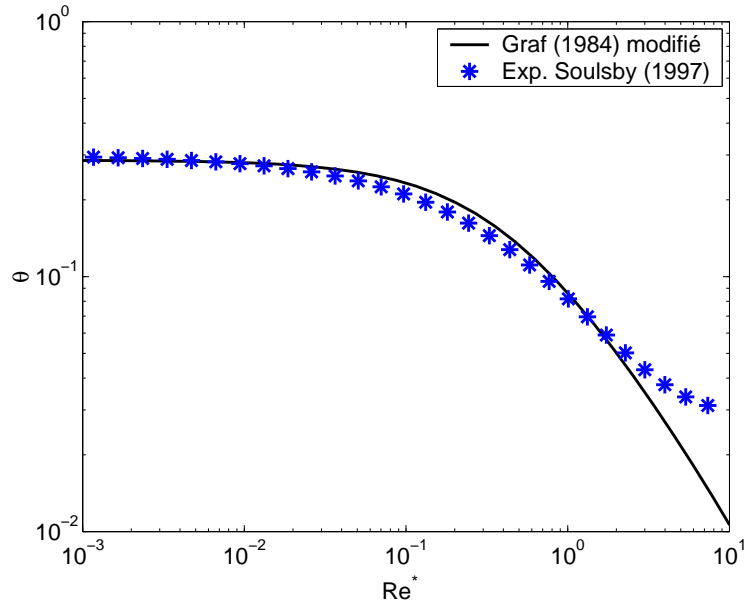


FIGURE 3.2.2: Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds  $Re^*$  pour le modèle de Graf (1984) modifié et sans consolidation.

### 3.3.2 Modèle de Dade (1992)

Dade *et al.* (1992) exprime le paramètre de Shields  $\theta$  en fonction du nombre de Reynolds particulaire  $Re^*$  de la manière suivante :

$$\theta = \left( \frac{\frac{\pi}{b_1 \cdot 48} \tan \Phi}{1 + 0.1 Re^* \tan \Phi} \right) \left( 1 + \frac{F_A}{F'_g} \right) \quad (3.3.1)$$

Pour des sédiments consolidés, l'auteur considère le ratio entre les forces d'adhésion et le poids de la particule  $\frac{F_A}{F'_g}$  suivante<sup>3</sup> :

$$\frac{F_A}{F'_g} = 3b_2(1 - \cos \Phi) \frac{\tau}{g(\rho_s - \rho_w)d} \quad (3.3.2)$$

où  $\tau$  est la valeur de la résistance au cisaillement obtenue par des expériences au scissomètre. Dans ces deux dernières équations,  $b_1$  et  $b_2$  sont deux facteurs d'aspect des particules donnés par :

$$b_1 = 1 \quad (3.3.3)$$

$$b_2 = \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \quad (3.3.4)$$

---

<sup>3</sup>Pour plus de détails, voir Dade *et al.* (1992).

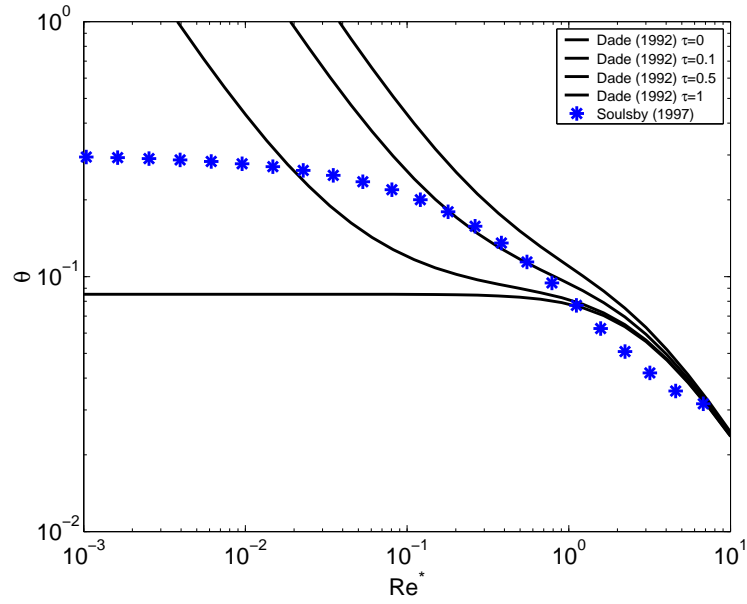


FIGURE 3.3.1: Résultats de la modélisation de Dade *et al.* (1992), en coordonnées de Shields, et comparaison avec des données de référence.

La figure 3.3.1 présente l'évolution du seuil d'érosion modélisé en fonction du nombre de Reynolds particulaire pour différentes valeurs de la contrainte d'adhésion comprises dans la gamme  $\tau \in [0; 1] \text{ N.m}^{-2}$ , avec à titre de comparaison, la référence expérimentale présentée à la section précédente<sup>4</sup>. Une telle représentation permet donc de distinguer un comportement spécifique des sédiments cohésifs consolidés, pour lesquels le seuil d'érosion tend vers des valeurs de plus en plus élevées lorsque le nombre de Reynolds tend vers 0.

### 3.3.3 Modèle de Gargani (2004)

Une autre étude a porté sur l'intégration de la force de cohésion dans le bilan des forces afin de réévaluer la vitesse critique d'entraînement (Gargani, 2004). Le bilan des forces considère le poids de la particule, la force d'entraînement, et la résistance au cisaillement<sup>5</sup>. L'ordre de grandeur de la cohésion obtenue ( $kPa$ ) reste incompatible avec la force de cohésion telle que les expériences dans le canal HERODE ( $Pa$ ) nous permettent de l'évaluer. Ceci vient de la nature de l'expérience menée. Dans l'étude précitée, ce sont des essais de cisaillement (test triaxial...) qui évaluent la rupture sous des contraintes importantes (de l'ordre du  $kPa$ ) : il s'agit là de la cohésion au sens géotechnique (la valeur de l'ordonnée à l'origine du diagramme de Mohr, de l'ordre du  $kPa$ ). Tandis que dans les expériences en canal à courant, le cisaillement est exercé sur l'interface entre l'eau

<sup>4</sup>Selon une remarque de P. Le Hir, la gamme obtenue par le scissomètre peut être beaucoup plus étendue, de l'ordre du  $kPa$ .

<sup>5</sup>Cette dernière action est le siège des interactions entre particules.

et les sédiments par le fluide en mouvement. La contrainte de compression du matériel sédimentaire est alors du même ordre que le poids déjaugé des particules ( $Pa$ ).

Ce travail a toutefois révélé que l'utilisation d'une modélisation basée sur la force de Van der Waals est possible. C'est ce à quoi nous nous attachons par la suite.

# Chapitre 4

## Modélisation de la cohésion

### 4.1 Expression de la force de cohésion

Nous considérons deux sphères de rayons  $r_1$  et  $r_2$ , distantes de  $d_i$  ( $m$ ) (Fig. 4.1.1). Israelachvili (1985) propose de quantifier la force de cohésion par une interaction de type électrodynamique dite de Van der Waals. Cette idée a été reprise successivement par Nguyen *et al.* (2001); Gargani (2005). Voici un rappel de l'expression présentée en bibliographie :

$$F_H^{12} = \frac{A_H \cdot r_1 \cdot r_2}{6d_i^2(r_1 + r_2)} \quad (4.1.1)$$

où  $A_H$  est la constante de Hamaker,  $r_1$  ( $m$ ) et  $r_2$  ( $m$ ) les rayons des particules,  $d_i$  la distance interparticulaire. La valeur de la constante  $A_H$  dépend des propriétés électrodynamiques des particules et donc du type d'argile, de leur spécificité chimique, de celle de l'eau environnante. Elle dépend avant tout de la température et des constantes diélectriques statiques des milieux. La littérature fournit des valeurs plus précises :  $A_H = 2,2 \cdot 10^{-20} J$  pour la montmorillonite  $A_H = 3,1 \cdot 10^{-20} J$  pour la kaolinite (Bergström, 1997, cité par Gelard, 2005). Dans nos calculs nous prenons la valeur  $2 \cdot 10^{-20} J$ .

### 4.2 Mise en lien avec l'état de compaction

La notion de distance interparticulaire qui sert de base pour formuler les interactions, n'est pas un paramètre macroscopique accessible. Dans ce paragraphe, nous proposons une modélisation simple mettant en lien cette distance avec les variables décrivant la compaction. Il faut pour cela décrire la compaction  $c$  globale du milieu, définie comme le ratio entre le volume occupé par les matières sur le volume total<sup>1</sup>. La compaction est ainsi le complémentaire de la porosité. Cette notion est à différencier de la compacité

---

<sup>1</sup>Cette grandeur pourrait aussi bien s'appeler fraction volumique solide.

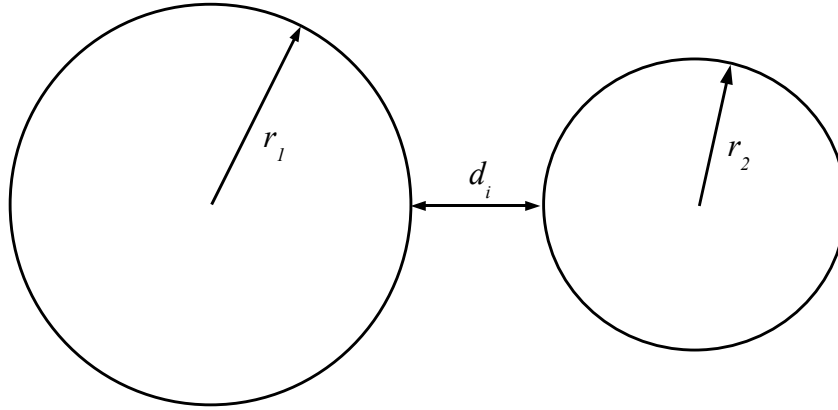


FIGURE 4.1.1: Schématisation de deux particules en interaction.

Type de réseau	Compacité de contact $c_c$
CS	0,52
CC	0,68
CFC	0,74
HC	0,74

TABLEAU 4.2.1: Valeurs usuelles de la compacité des principaux réseaux cristallins simples.

de la structure cristalline lorsque les particules sont en contact, que nous notons  $c_c$  et dont la valeur est liée à l'arrangement des particules les unes par rapport aux autres. Ceci nous amène donc à considérer un assemblage cubique simple de particules, comme l'illustre la figure 4.2.1. Les différents réseaux cristallins existant possèdent des compacités caractéristiques  $c_c$ . En cristallographie on distingue, entre autres, le réseau cubique simple (CS), le réseau cubique centré (CC), le réseau cubique face centrée (CFC), le réseau cubique hexagonal compact (HC). Ils sont utilisés pour décrire les structures cristallines des assemblages à l'échelle nanométrique (atomes, molécules) que nous considérons valables pour des particules de taille micrométriques. Le tableau 4.2.1 présente les valeurs usuelles de la compacité pour ces assemblages lorsque les particules sont en contact. Ils correspondent à l'état de compression maximal de la structure dans cette configuration.



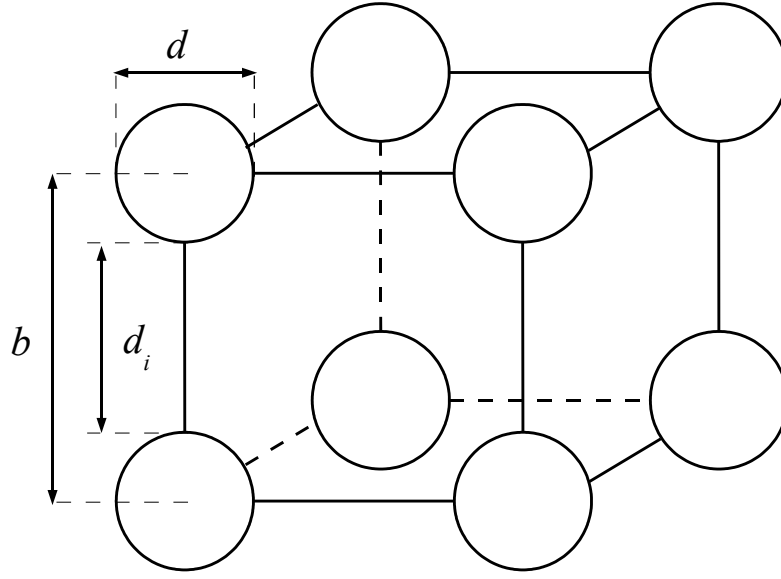


FIGURE 4.2.1: Schématisation du réseau cristallin cubique simple.

Pour mettre en lien l'état de compaction  $c$  d'un assemblage de particules à la distance interparticulaire  $d_i$ , Coussot & Ancey (1999) suggère une formulation par l'intermédiaire de la distance entre deux centres de particules  $b$  :

$$c = \left(\frac{r}{b}\right)^3 \quad (4.2.1)$$

Cette formule est probablement la simplification du calcul de la compacité d'un des assemblages type. Considérons le cas particulier du réseau *CS*. Une maille de ce réseau (voir Fig. 4.2.1 pour  $r_1 = r_2 = r$ ) comporte 1 particule supposée sphérique de taille  $r$ . Lorsque les particules sont espacées d'une distance  $d_i$ , chaque maille a un volume de  $(2r + d_i)^3$  et est occupée par l'équivalent d'une particule sphérique de volume  $\frac{4}{3}\pi r^3$ . La compaction  $c$  étant définie comme le rapport du volume occupé par le solide sur le volume total, on a :

$$c = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{r}{b}\right)^3 \quad (4.2.2)$$

où  $b = 2r + d_i$  est la distance entre deux centres de particules. Le facteur  $\frac{4\pi}{3}$  vient alors corriger l'expression suggérée par les auteurs. On en déduit alors l'expression de la distance interparticulaire  $d_i$  pour deux réseaux de particules cubiques simples imbriqués :

$$d_i = \left( \left( \frac{4\pi}{3c} \right)^{1/3} - 2 \right) r \quad (4.2.3)$$

L'équation 4.2.3 constitue le lien entre la la distance interparticulaire et la compaction. Lorsque la distance interparticulaire est nulle :  $d_i = 0$ , la compaction est égale à la compacité du réseau cubique simple présenté au tableau 4.2.1. Elle est notée  $c_c$  et elle est donnée par :

$$c_c = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{r}{2r} \right)^3 \quad (4.2.4)$$

$$= \frac{\pi}{6} \simeq 0,52 \quad (4.2.5)$$

On retrouve la compacité du réseau cubique simple du Tab. 4.2.1. Il reste à établir le lien entre l'état de compaction  $c$  et la compacité  $c_c$ . À cette dernière valeur est associée à la porosité complémentaire  $n = n_c$ , de sorte que  $c_c + n_c = 1$ . Cette valeur limite est justifiée par le fait que l'eau ne peut plus être extraite du milieu par autoconsolidation<sup>2</sup>, et correspond à une compaction maximale, égale à la compacité du réseau. À l'inverse, l'état le plus lâche est associé à une porosité maximale  $n = n_{max}$ , correspondant à la compaction nulle  $c = 0$ . Le lien entre l'état de compaction  $c$  et la compacité prend donc la forme du coefficient  $K$ , fonction de la porosité  $n$  :  $c = K(n) \cdot c_c$ , dont voici l'expression :

$$K(n) = \frac{n_{max} - n}{n_{max} - n_c} \quad (4.2.6)$$

Finalement, la distance interparticulaire  $d_i$  prend la forme suivante :

$$d_i = 2 \left( \left( \frac{n_{max} - n_c}{n_{max} - n} \right)^{1/3} - 1 \right) r \quad (4.2.7)$$

La non pénétrabilité des particules impose que  $d \geq 0$ , ce qui s'écrit :

$$\left( \frac{n_{max} - n_c}{n_{max} - n} \right)^{1/3} \geq 1$$

d'où :

$$n_c \leq n \quad (4.2.8)$$

La porosité  $n_c$  est le complémentaire de la compacité du réseau en contact  $c_c = \frac{\pi}{6}$ , donc :

$$n_c = 1 - \frac{\pi}{6} \quad (4.2.9)$$

---

<sup>2</sup>Une partie de l'eau interstitielle est prisonnière dans les micropores et dans les macropores fermés, cf Fig. 2.4.1.

La condition 4.2.8 devient alors :

$$1 - \frac{\pi}{6} \leq n \quad (4.2.10)$$

qui est toujours vérifiée. Le lien entre la compaction et la distance interparticulaire qui intervient comme variable dans l'expression de la cohésion est désormais approché dans le cadre d'un réseau cubique simple. Il utilise les valeurs de la porosité, paramètre macroscopique facilement mesurable.

### 4.3 Force de cohésion entre deux particules

En reprenant l'équation de la force de Hamaker (Eq. 2.3.3), celle de la distance interparticulaire (Eq. 4.2.7), pour deux particules de même taille  $r$ , la force de cohésion s'exprime ainsi :

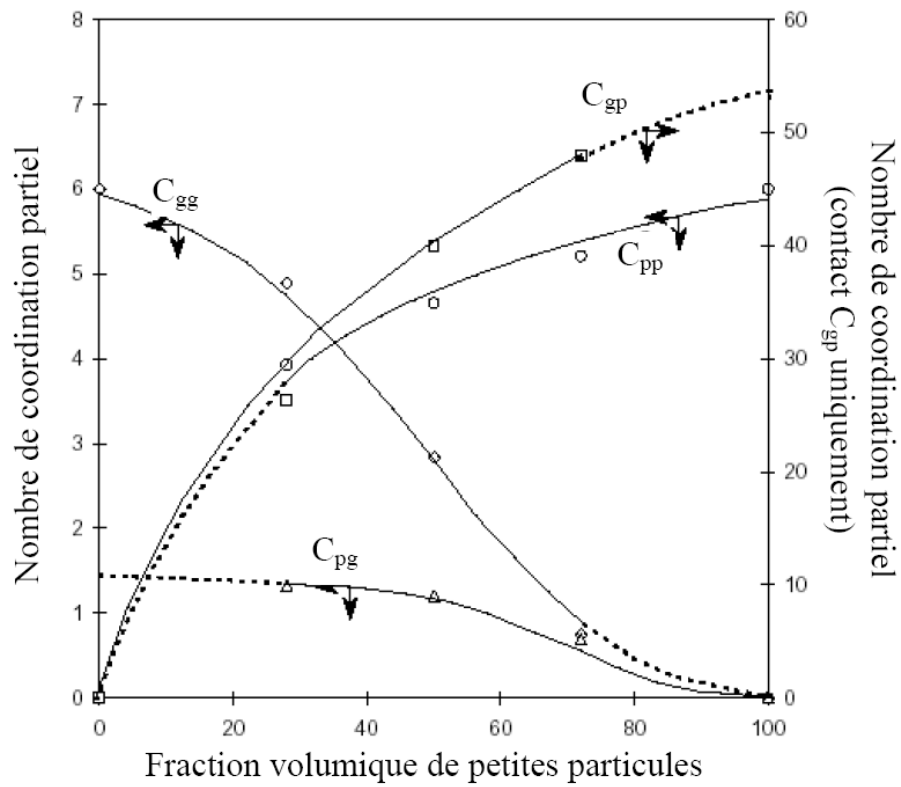
$$F_C = \frac{A_H}{24} \frac{1}{\left( \left( \frac{n_{\max} - n_c}{n_{\max} - n} \right)^{1/3} - 1 \right)^2 d} \quad (4.3.1)$$

### 4.4 Nombre de coordination

Le nombre de coordination est généralement employé pour la cristallographie. Ici il va être utile pour dénombrer le nombre d'interactions autour d'une seule particule. Pour un réseau cristallin, il correspond au nombre de contacts entre les entités. Il faut alors distinguer le nombre de coordination partiel selon la taille des particules. La figure 4.4.1 donne l'évolution du nombre de coordination partiel en fonction des proportions d'un mélange de deux types de particules, de rapport de taille 4. Quatre coordinations partielles sont distinguées : la coordination des grosses particules entre elles  $c_{gg}$ , celle entre des grosses et des petites  $C_{gp}$ , celle entre les petites et les grosses  $C_{pg}$  et celle entre les petites  $C_{pp}$ . La coordination partielle peut atteindre des valeurs de 50 entre des petites et des grosses particules, lorsque le rapport de taille vaut 4.

Pour modéliser la coordination entre des particules d'un mélange polydisperse, nous utilisons le rapport entre le nombre de particules de chaque taille considérée. Cette approche paraît envisageable pour couvrir l'ensemble du spectre granulométrique :  $[10^{-7}; 10^{-3}]$  m. La cohésion venant des propriétés des petites particules, l'expression de la coordination peut être définie par le rapport entre le nombre de ces petites particules  $N_m$  sur le nombre de particules  $N$  dont on veut savoir la coordination partielle.

$$C = \frac{N_m}{N} \quad (4.4.1)$$



$C_{ij}$  : nombre de coordination partiel i.e. nombre de contact d'une particule  $R_i$  avec des particules  $R_j$   
 (p=petite particule, g=grande particule)

FIGURE 4.4.1: Évolution du nombre de coordination partiel en fonction de la teneur en particules, d'après Pinson (1998) cité par Claquin (2003).

Dans le cas d'une représentation volumique, le nombre de particules par unité de volume de particule est simplement égal à l'inverse du volume d'une particule :

$$N = \frac{1}{V} \quad (4.4.2)$$

Voici une première définition du nombre de coordination :

$$C_M = \frac{p_m}{p} \frac{d^3}{d_m^3} \quad (4.4.3)$$

où  $p$  est la proportion volumique en particules de taille  $d$ ,  $p_m$  étant celle associée à la taille  $d_m$ . En première approximation, nous supposons que ces proportions sont du même ordre de grandeur, et on écrit :

$$C_M = \frac{d^3}{d_m^3} \quad (4.4.4)$$

Lorsque la taille des particules approche de la taille minimale  $d_m$ , le nombre coordination tend vers 1. Cette approximation sous estime la coordination d'un réseau cubique simple, où  $C_M = 6$ . On corrige alors cette erreur par un facteur 6.  $d_m$  désigne la taille des particules cohésives. Pour avoir une coordination supérieure à 1, il faudrait que  $d_m$  désigne la plus petite taille de particules de spectre granulométrique. Mais cette taille minimale n'est pas toujours associée à une proportion significative. Pour palier à cela, nous choisissons pour  $d_m$  la valeur  $10^{-6}m$ . Il est clair que les particules plus petites que  $d_m$  on prendra pour  $d_m$  la taille des particules elles-mêmes. La coordination se réécrit alors :

$$\begin{aligned} C_M &= 6 \frac{d^3}{d_m^3} \quad \text{si } d > d_m \\ C_M &= 6 \quad \text{sinon} \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

À titre de vérification, pour un rapport de taille de 4, la coordination vaut 64, proche de 50, valeur issue de la figure 4.4.1. Le diamètre  $d_m$  correspond à la taille des petites particules qui exercent la cohésion et dont la proportion granulométrique est significative. En supposant que ce sont les particules micrométrique, on choisit :  $d_m \simeq 10^{-6}m$ . La figure 4.4.2 présente les résultats de l'estimation du nombre de coordination de partiel de l'équation 4.4.5. Pour un rapport de taille 4 le nombre de coordination est plutôt bien approché, mais les valeurs pour des tailles plus grandes n'ont pas pu être vérifiées.

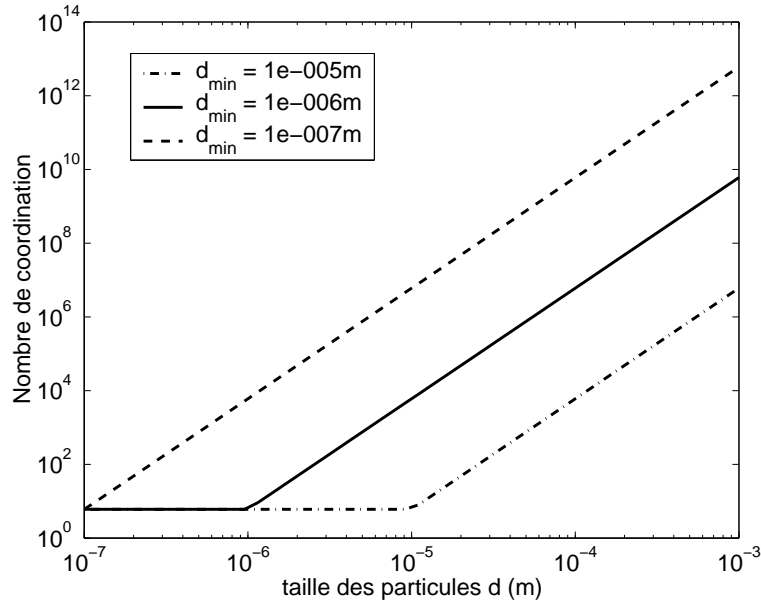


FIGURE 4.4.2: Évolution du nombre de coordination partiel entre des petites particules en fonction de la taille des particules, et pondérée par le spectre granulométrique, pour différents spectres expérimentaux.

## 4.5 Surface de répartition de la force

La coordination précédemment développée est le nombre d'interactions qui constituent la cohésion subie par une particule totalement enfouie. La surface de particule concernée est simplement égale à la surface totale de la particule  $S_T = \pi d^2$ . Or à l'interface, ce nombre est réduit, puisque la particule n'est totalement ensevelie. La position relative de la particule par rapport au niveau moyen du lit sédimentaire nécessite de tenir compte de l'angle interne  $\Phi$ , comme le révèle le schéma de la figure 4.5.1. La surface de contact  $S_I$  sur laquelle est répartie la force de cohésion vaut alors l'aire d'une demie sphère, pondérée par une fonction de l'angle  $\Phi$  :

$$S_I = \frac{\pi d^2}{2} (1 - \cos \Phi) \quad (4.5.1)$$

La coordination va donc être réévaluée pour une particule à l'interface, par pondération par le rapport entre la surface de contact et la surface totale  $\frac{S_I}{S_T}$ , ce qui donne :

$$C_I = \left( \frac{1 - \cos \Phi}{2} \right) C_M \quad (4.5.2)$$

En toute rigueur il faudrait ajouter la valeur 1 en prévision du cas limite où l'angle  $\Phi$  vaut 0 : la particule est nécessairement en interaction avec une particule sans quoi elle est

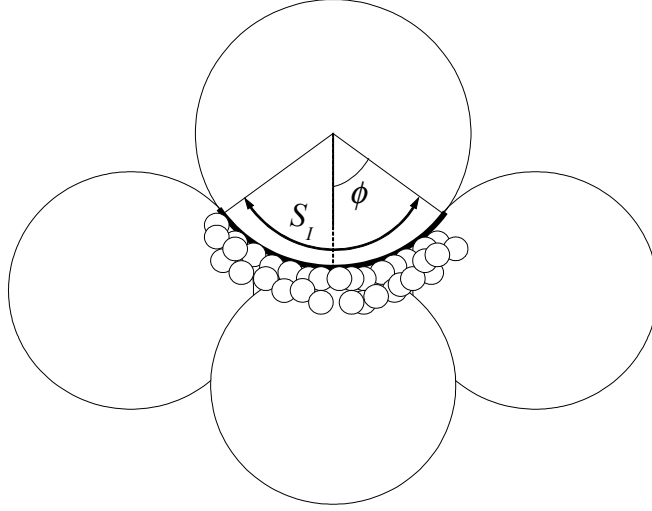


FIGURE 4.5.1: Schématisation d'une particule à l'interface entre l'eau et le lit sédimentaire.

déjà érodée. Mais dans la pratique cette valeur n'est pas atteinte. Finalement la formule retenue pour la coordination devient :

$$\begin{aligned} C_I &= 3(1 - \cos \Phi) \frac{d^3}{d_m^3} \quad \text{si } d > d_m \\ C_I &= 3(1 - \cos \Phi) \quad \text{si } d \leq d_m \end{aligned} \tag{4.5.3}$$

Le graphique de la fonction correspondante est présenté à la figure 4.5.2. L'échelle s'est resserrée sur les petites valeurs de  $d$  : en effet cette correction modifie peu les ordres de grandeurs atteints pour de grosses particules. Conformément à toute attente, plus la particule est enfouie, plus le nombre de coordination est grand.

## 4.6 Force de cohésion entre plusieurs particules

La force d'interaction s'exerce entre les petites particules à l'origine de la cohésion, et entre toutes les petites et les plus grosses. Son intensité vaut donc la force unitaire entre deux particules (Eq. 4.3.1) multipliée par le nombre d'interactions, représenté par

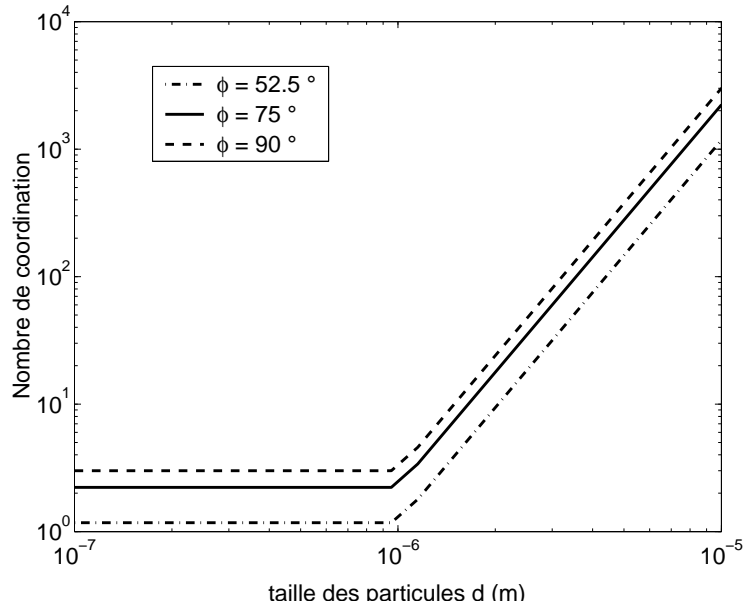


FIGURE 4.5.2: Évolution du nombre de coordination modélisé en fonction de la taille des particules.

le nombre de coordination  $C_I$  (Eq. 4.4.5) :

$$\begin{aligned}
 F_C &= \frac{A_H}{8} \frac{(1-\cos \Phi)}{\left( \left( \frac{n_{\max}-n_c}{n_{\max}-n} \right)^{1/3} - 1 \right)^2} \frac{d^2}{d_m^3} \quad \text{si } d > d_m \\
 F_C &= \frac{A_H}{8} \frac{(1-\cos \Phi)}{\left( \left( \frac{n_{\max}-n_c}{n_{\max}-n} \right)^{1/3} - 1 \right)^2} \frac{1}{d} \quad \text{si } d \leq d_m
 \end{aligned} \tag{4.6.1}$$

Les points essentiels de la modélisation ont été mis en place. La cohésion est alors modélisée en fonction de l'état de consolidation du sédiment. La section suivante propose d'étudier les limites du modèle dans une première application.



# Chapitre 5

## Application préliminaire du modèle

### 5.1 Analyse du diagramme de Shields

La lecture du diagramme de Shields pose parfois des problèmes, notamment le fait que les deux coordonnées utilisent le même paramètre  $u^*$ . C'est ce qui a conduit Yalin (1977) à introduire son paramètre, présenté au paragraphe (2.1). Nous proposons des éléments d'analyse utiles pour la compréhension des résultats qui seront présentés par la suite.

Le système utilisé est le suivant :

$$Re^* = \frac{u^*.d}{\nu} \quad (5.1.1)$$

$$\theta = \frac{\tau_{ce}}{\tau'} \quad (5.1.2)$$

où  $\tau_{ce} \text{ } N.m^{-2}$  est la tension critique d'érosion, donnée par l'égalité suivante lorsque l'érosion a lieu :

$$\tau_{ce} = \rho_w . u^{*2} \quad (5.1.3)$$

et  $\tau'$  la contrainte du poids déjaugé :

$$\tau' = g (\rho_s - \rho_w) d \quad (5.1.4)$$

À partir des définitions précédemment écrites, on peut éliminer  $d$  ou  $u^*$  des coordonnées de Shields. En éliminant  $d$ , on obtient :

$$\theta = \frac{\rho_w u^{*3}}{g(\rho_s - \rho_w)\nu} Re^{*-1} \quad (5.1.5)$$

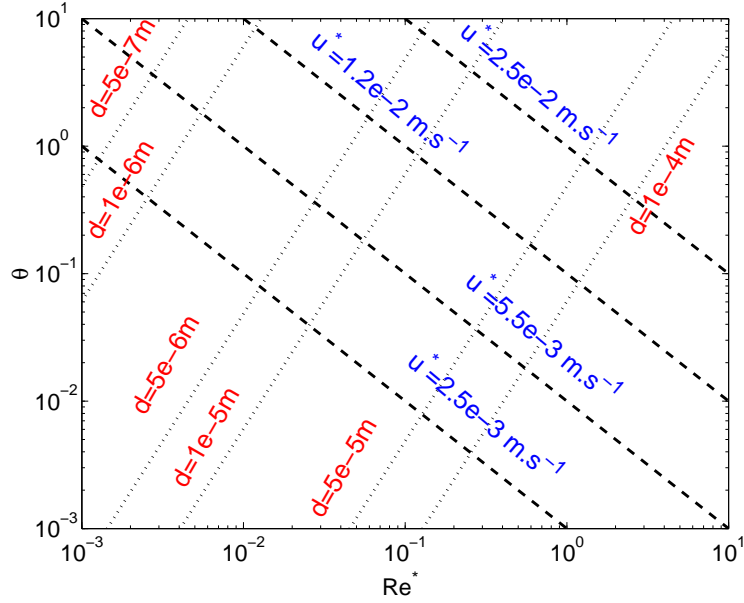


FIGURE 5.1.1: Diagramme d'analyse des coordonnées de Shields.

En éliminant  $u^*$ , on obtient :

$$\theta = \frac{\rho_w \nu^2}{g(\rho_s - \rho_w) d^3} Re^{*2} \quad (5.1.6)$$

L'interprétation de ce résultat est que dans le diagramme de Shields, en échelle log-log, les isovaleurs du diamètre des particules sont des droites de pente 2 tandis que les isovaleurs de la vitesse de frottement sont des droites de pente  $-1$ . La figure 5.1.1 présente ces droites caractéristiques de l'analyse du diagramme.

## 5.2 Solution directe du problème

Le modèle choisi est celui de Graf (cf. § 3.2.3), en vue du choix de paramètres qui assure une bonne représentation des données expérimentales avec les paramètres ajustés. En partant du critère d'érosion (Eq. 3.1.2), on peut développer les expressions des forces afin de faire apparaître explicitement la vitesse  $u^*$  et la diamètre  $d$ . Le critère d'érosion revient alors à trouver les racines de la fonction  $f(u^*, d, n)$  :

$$f(d, u, n) = \frac{3 \cdot \alpha^2 \cdot k_D \cdot a \cdot \rho_w}{16 \cdot \nu^2 \cdot \tan \Phi} \cdot d^4 \cdot u^{*4} + \frac{\alpha \cdot k_L \cdot \rho_w}{\nu} d^3 \cdot u^{*3} + \frac{\alpha \cdot k_D \cdot a \cdot \rho_w}{\tan \Phi} \cdot d^2 \cdot u^{*2} - k_W \cdot g \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot d^3 - A(n) \cdot \frac{d^2}{d_m^3} \quad (5.2.1)$$

$\Phi$	$\alpha$	$a$	$k_D$	$k_L$	$k_W$	$\rho_w$
52.5	0, 16	37, 49	0, 4	30	$\frac{\pi}{6}$	1000
$\rho_s$	$g$	$A_H$	$n_{max}$	$n_c$	$d_m$	
2650	10	$2.10^{-20}$	1	$1 - \frac{\pi}{6}$	$10^{-6}$	

TABLEAU 5.2.1: Valeurs des paramètres utilisés dans le modèle.

où  $A(n)$  est donnée d'après la relation 4.6.1 par :

$$A(n) = \frac{A_H}{8} \frac{(1 - \cos \Phi)}{\left( \left( \frac{n_{max} - n_c}{n_{max} - n} \right)^{1/3} - 1 \right)^2} \quad (5.2.2)$$

La solution analytique du problème posé par  $f(d, u, n) = 0$  n'est pas aisée à trouver. Il s'agit d'une fonction polynômiale d'ordre 4 en  $u^*$  et en  $d$ . Elle possède quatre racines, dont parfois deux complexes et deux réelles de signe opposés. Nous avons donc procédé à une résolution numérique de l'équation. L'algorithme suivi est le suivant :

1. pour chaque valeur du couple  $(d; n)$ , calculer les valeurs des coefficients du polynôme  $P$  :

$$P(u^*) = a_1.u^{*4} + a_2.u^{*3} + a_3.u^{*2} + a_4.u^* + a_5 \quad (5.2.3)$$

où  $a_1, a_2, a_3$  sont des fonctions de  $d$ ,  $a_4 = 0$  et  $a_5$  est une fonction de  $d$  et de  $n$  ;

2. calculer les racines du polynôme ;
3. changer les valeurs de  $d$  et de  $n$ , jusqu'à couvrir la gamme de valeurs voulues.

Pour cela, des fonctions ont été définies et l'algorithme résolu grâce au logiciel Matlab<sup>©</sup> (cf. annexe D). Les représentations à trois dimensions n'étant pas commodes à porter sur papier, on choisit de représenter l'évolution de la vitesse de frottement critique  $u^*$  en fonction de la taille des particules (Fig. 5.2.1). Voici la valeur des paramètres utilisés : La transposition dans les coordonnées de Shields est immédiate (Fig. 5.2.2). La cohérence du calcul est assurée par le repère rouge sur le graphique indiquant que l'influence de la compaction ne modifie pas la taille des particules, et que la répercussion sur la vitesse de frottement est visible sur l'évolution du nombre de Reynolds ainsi que sur le seuil. Dans le cas non consolidé ( $n=1$ ), on retrouve les données de Soulsby (1997) cité par Ziervogel & Bohling (2003).

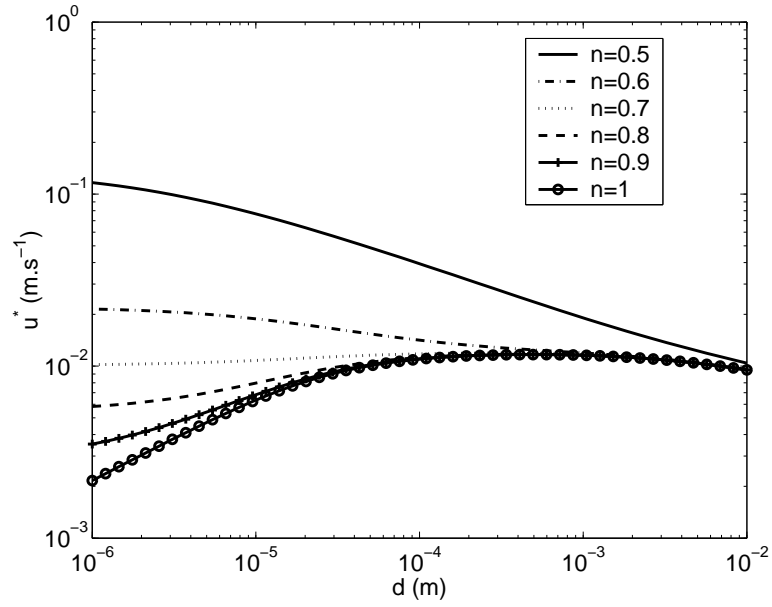


FIGURE 5.2.1: Évolution de la vitesse critique  $u^*$  en fonction de la taille des particules, pour différentes valeurs de la porosité.

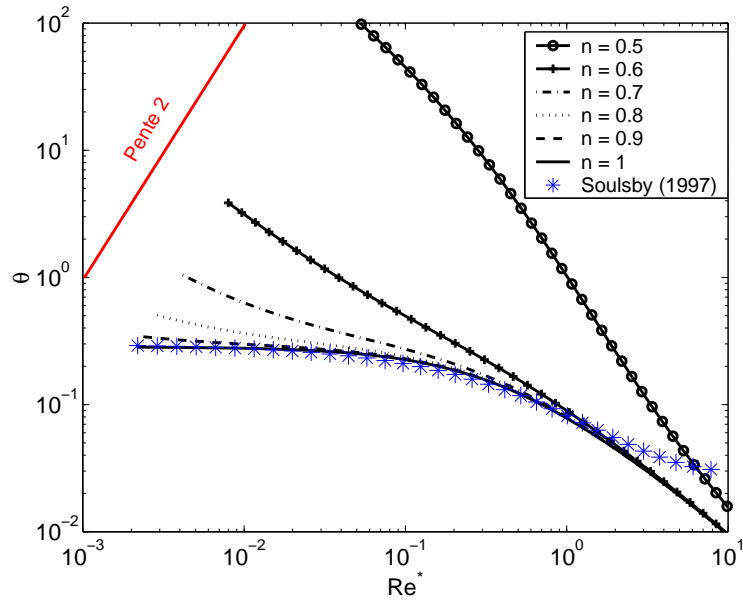


FIGURE 5.2.2: Évolution du paramètre de Shields critique en fonction du nombre de Reynolds particulaire  $Re^*$ , pour différentes valeurs de la porosité.

## 5.3 Résolution par correction des modèles non consolidés en modèles consolidés

Pour obtenir le critère d'érosion pour des sédiments consolidés, il semble suffisant de pondérer la valeur de  $\theta$  par le facteur  $\left(1 + \frac{F_C}{F'_g}\right)$  (voir Eq. 3.1.2). Or comme le révèle l'équation 5.2.1, l'introduction de la force d'adhésion a des répercussions sur les valeurs de  $u^*$  et de  $d$ . L'usage ainsi fait par Dade *et al.* (1992) ne tient pas compte de la modification du nombre de Reynolds : le seuil d'érosion est simplement translaté vers le haut dans le diagramme de Shields, lorsque la consolidation augmente, à diamètre constant. Or d'après ce qui a été montré (§ 5.1), il faudrait se déplacer selon des droites de pente 2 en échelle logarithmique, ce qui n'est pas observé.

Dans le cas où l'on ne peut pas directement résoudre l'équation 5.2.1, voici le raisonnement proposé. Soit  $\theta_{nc}(Re_{nc}^*)$  l'expression du seuil pour des sédiments non consolidés<sup>1</sup>, avec le nombre de Reynolds associé  $Re_{nc}^* = \frac{u_{nc}^* \cdot d}{\nu}$ , et  $u_{nc}^*$  pour des sédiments non consolidés. Cette expression peut être aussi bien l'équation. 3.2.5, 3.2.6 ou 3.2.7. On se donne alors une gamme de valeurs pour  $Re_{nc}^*$  et on calcule  $\theta_{nc}$ . Ensuite l'expression de la vitesse de frottement  $u_{nc}^*$  et celle du diamètre  $d$  correspondant sont données respectivement par les relations 5.1.5 et 5.1.6 :

$$u_{nc}^* = \left( \frac{g \cdot (\rho_s - \rho_w)}{\rho_w \cdot \nu^2} \cdot Re_{nc}^* \cdot \theta_{nc} \right)^{1/3} \quad (5.3.1)$$

$$d = \left( \frac{\rho_w \cdot \nu^2}{g \cdot (\rho_s - \rho_w)} \frac{Re_{nc}^{*2}}{\theta_{nc}} \right)^{1/3} \quad (5.3.2)$$

Il faut remarquer que ce passage est indispensable pour le calcul de la fore d'adhésion, qui utilise comme variable le diamètre des particules  $d$ . L'introduction de la force d'adhésion, signature de la consolidation<sup>2</sup>, modifie la vitesse de frottement critique que nous noterons  $u_c^*$ , associée à la valeur du seuil  $\theta_c$  et au nombre de Reynolds  $Re_c^*$ . La relation entre les seuils d'érosion s'écrit :

$$\theta_c = \theta_{nc} \cdot \left( 1 + \frac{F_C}{F'_g} \right) \quad (5.3.3)$$

ce qui mène directement au lien entre  $u_c^*$  et  $u_{nc}^*$  :

$$u_c^* = u_{nc}^* \sqrt{1 + \frac{F_C}{F'_g}} \quad (5.3.4)$$

---

<sup>1</sup>L'indice *nc* est attribué aux cas non consolidés.

<sup>2</sup>L'indice *c* est alors attribué aux cas consolidés.

D'où le nombre de Reynolds associé :

$$Re_c^* = Re_{nc}^* \sqrt{1 + \frac{F_C}{F'_g}} \quad (5.3.5)$$

Pour avoir une représentation correcte des résultats avec consolidation, il est possible d'utiliser les expressions des seuils non consolidés lorsqu'ils sont calculés avec le nombre de Reynolds  $Re_c^* = \frac{u_c^* \cdot d}{\nu}$ . Ceci garantit le respect de la propriété du diagramme de Shields, selon laquelle le diamètre des particules est constant sur une droite pente 2 en échelle logarithmique. La méthode de résolution est la suivante :

1. Donner des valeurs pour  $Re_{nc}^*$  et calculer le seuil d'érosion non consolidé (Eq. 3.2.7) ;
2. Calculer la valeur du diamètre correspondant  $d$  avec la relation 5.3.2 ;
3. Calculer le seuil d'érosion consolidé (Eq. 5.3.3 et l'associer au bon nombre de Reynolds  $Re_c^*$  (Eq. 5.3.5).

## 5.4 Interactions entre deux particules

Pour étudier l'interaction entre deux particules, on étudie la valeur de la fonction  $1 + \frac{F_C}{F'_g}$ , où la force d'adhésion est celle entre deux particules<sup>3</sup>, donnée par l'équation 4.3.1. Les valeurs de cette fonction supérieures à 1 indiquent la prépondérance des effets cohésifs. Explicitons son expression :

$$1 + \frac{F_C}{F'_g} = 1 + \frac{6 \cdot A_2}{\pi \cdot g(\rho_s - \rho_w)} d^{-4} \quad (5.4.1)$$

avec

$$A_2 = \frac{A_H}{24} \left( \left( \frac{n_{max} - n_c}{n_{max} - n} \right)^{1/3} - 1 \right)^{-2} \quad (5.4.2)$$

La figure 5.4.1 présente l'évolution de cette fonction, avec les valeurs des paramètres du tableau 5.4.1. La cohésion devient efficace pour des particules de taille micrométrique. L'équation 5.4.1 peut se réécrire de la manière suivante :

$$1 + \frac{F_C}{F'_g} = 1 + \left( \frac{d_e}{d} \right)^4 \quad (5.4.3)$$

---

<sup>3</sup>C'est-à-dire sans coordination.

$\rho_s$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\rho_w$ ( $kg.m^{-3}$ )	$g$ ( $m.s^{-2}$ )	$A_H$ ( $J$ )	$n_{max}$ (-)	$n_c$ (-)
2650	1000	10	$2.10^{-20}$	1	$1 - \frac{\pi}{6} \simeq 0.4764$

TABLEAU 5.4.1: Valeurs des paramètres du modèle de cohésion.

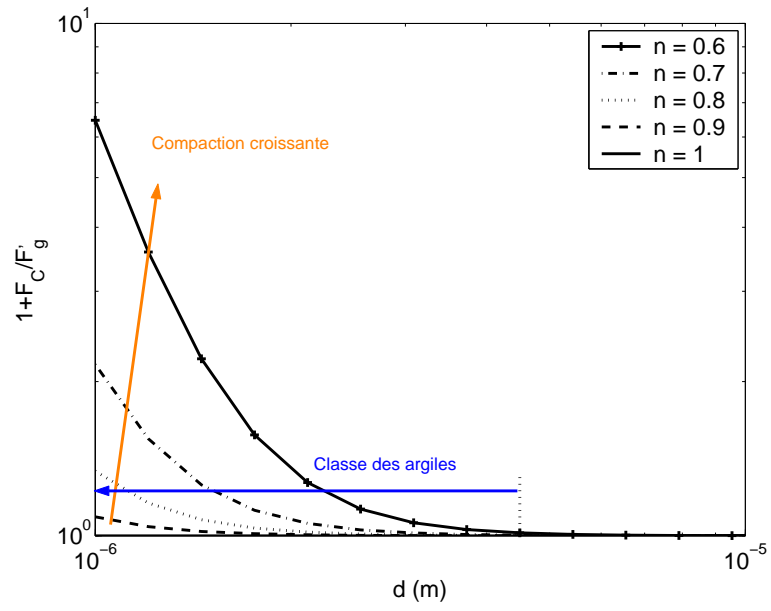


FIGURE 5.4.1: Évolution de la fonction de cohésion  $1 + \frac{F_C}{F_g}$  en fonction de la taille des particules  $d$  pour différentes valeurs de la porosité pour  $\Phi = 52,5^\circ$ .

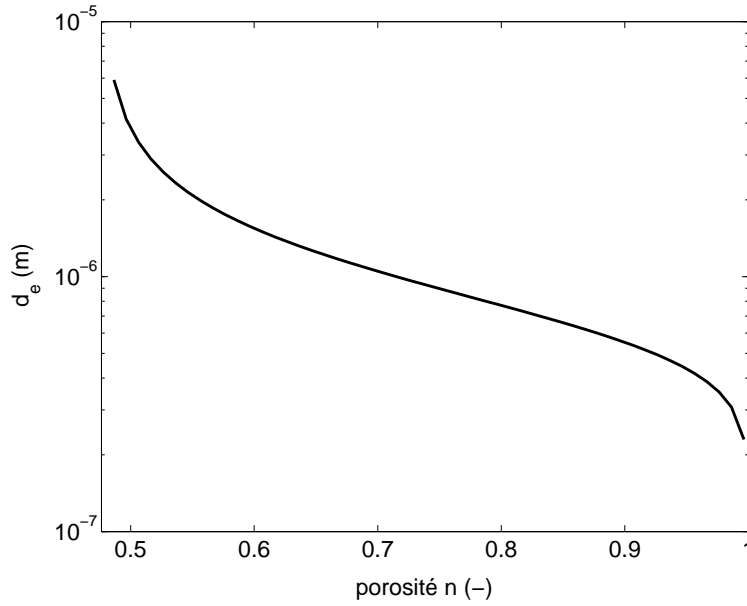


FIGURE 5.4.2: Évolution de la longueur d'efficacité de la cohésion  $d_e$  en fonction de la porosité  $n$ , entre deux particules (sans coordination) pour  $\Phi = 52,5^\circ$ .

où  $d_e$  est une taille caractéristique de la cohésion :

$$d_e = \left( \frac{6.A_2}{\pi.g.(\rho_s - \rho_w)} \right)^{1/4} \quad (5.4.4)$$

Cette taille, principalement fonction de la porosité<sup>4</sup> est celle des particules à partir desquelles la cohésion devient plus efficace<sup>5</sup> que leur poids. La figure 5.4.2 présente l'allure de cette taille en fonction de la porosité. Sur ce graphe on peut remarquer plusieurs éléments. Concernant la tendance générale, lorsque la porosité tend vers sa valeur maximale 1, le diamètre efficace tend vers 0 : à faible compaction, les effets cohésifs concernent les particules les plus fines ( $d \simeq d_{min}$ ). Ensuite lorsque la compaction est grande ( $n < 0,5$ ), le diamètre d'efficacité tend vers l'infini : la cohésion a un impact significatif sur les particules de toutes tailles, car la distance entre les particules est si faible que la force de Van Der Waals tend vers l'infini<sup>6</sup>. Enfin, le point le plus remarquable est que l'ordre de grandeur du diamètre d'efficacité est comprise entre  $10^{-6}m$  et  $10^{-5}\mu m$  : la force ainsi modélisée concerne essentiellement les particules de quelques microns, confirmant la déclaration selon laquelle ce sont les particules micrométriques qui exercent la cohésion (voir Graf, 1984,

<sup>4</sup>Plus généralement de l'état de compaction.

<sup>5</sup>On parle alors de longueur efficace, d'où l'usage de la notation  $d_e$ .

<sup>6</sup>Ceci n'est physiquement pas réel puisque les particules de grande taille ne sont pas influencées par les interactions avec les autres particules de même taille. En revanche, il faudrait contrebalancer cette force par la force répulsion, cf. § 2.3.2.



p.325).

## 5.5 Interactions multiples entre particules

La prise en compte de la coordination conduit à la relation 4.6.1 considérée dans le cas où  $d > d_m$ . La fonction de cohésion se réécrit de la manière suivante :

$$1 + \frac{F_A}{F'_g} = 1 + \frac{A}{k_3 \cdot g \cdot (\rho_s - \rho_w)} \cdot d_m^{-3} d^{-1} \quad (5.5.1)$$

où  $A$  s'écrit :

$$A = \frac{A_H \cdot (1 - \cos \Phi)}{8} \left( \left( \frac{n_{max} - n_c}{n_{max} - n} \right)^{1/3} - 1 \right)^{-2} \quad (5.5.2)$$

La fonction de cohésion devient alors :

$$1 + \frac{F_A}{F'_g} = 1 + \frac{d_{ec}}{d} \quad (5.5.3)$$

avec  $d_{ec}$  défini comme le diamètre d'efficacité de la cohésion avec coordination :

$$d_{ec} = \frac{A}{g(\rho_s - \rho_w)} \frac{1}{d_m^3} \quad (5.5.4)$$

$$= 3 \cdot (1 - \cos \Phi) \cdot d_e^4 \cdot d_m^{-3} \quad (5.5.5)$$

La figure 5.5.1 présente l'évolution de la fonction de cohésion en fonction de la taille des particules. L'évolution du diamètre effectif avec coordination  $d_{ec}$  en fonction de la porosité est donnée à la figure 5.5.2. Sur ce graphique figure aussi la courbe pour des interactions entre deux particules : l'intersection des deux courbes montre que les effets de la coordination augmentent la valeur du diamètre d'efficacité en dessous d'une valeur critique de la porosité. On peut en dire que les grosses particules subissent l'action de la cohésion exercée par les fines particules. Inversement, au dessus de cette valeur, le diamètre d'efficacité est diminué. Avec abus de langage, le terme d'*effet ciment* pourrait être utilisé puisque les petites particules ont tendance à augmenter la résistance à l'érosion des petites par le biais de leurs interactions. Enfin lorsque des valeurs de la porosité trop faibles sont atteintes, le modèle avec coordination conserve l'erreur de l'interaction entre les grosses particules. Le mélange de sédiments cohésifs avec des sédiments non cohésifs donne donc un mélange à caractère cohésif (voir par exemple Mitchener & Torfs, 1996).

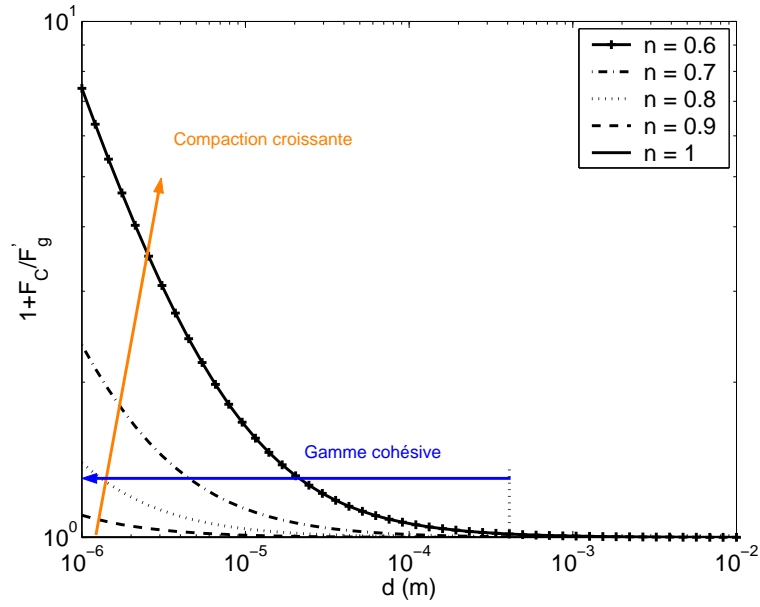


FIGURE 5.5.1: Évolution de la fonction de cohésion en fonction du diamètre des particules  $d$ , pour différentes valeurs de la porosité pour  $\Phi = 52,5^\circ$ .

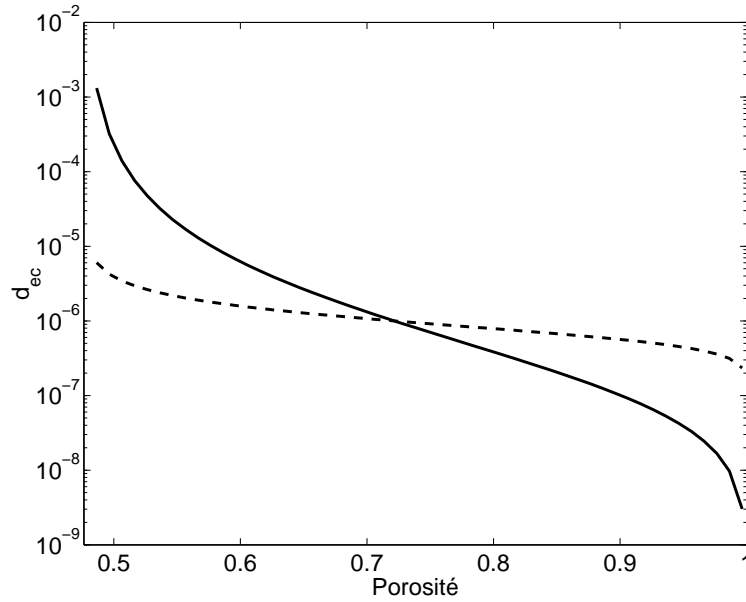


FIGURE 5.5.2: Évolution du diamètre d'efficacité de la cohésion  $d_{ec}$  en fonction de la porosité  $n$  (trait plein), avec coordination pour  $\Phi = 52,5^\circ$ ; en pointillés figure, en rappel, la courbe pour l'interaction entre deux particules.

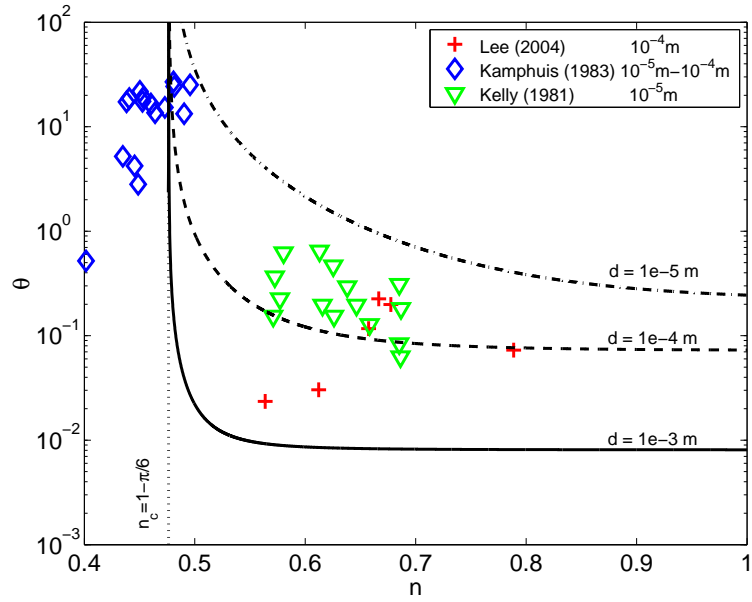


FIGURE 5.6.1: Comparaison des valeurs des seuils d'érosion en fonction de la porosité entre les données de la bibliographie (Lee, 2004; Kamphuis & Hall, 1983; Kelly & Gularte, 1981) et les isovaleurs du diamètre de particules données par le modèle.

## 5.6 Vérification avec la bibliographie

Les données expérimentales de Soulsby (1997) (cité par Ziervogel & Bohling, 2003) sont bien approchées lorsque le nombre de Reynolds devient inférieur à 0,1 (cf. Fig. 5.2.2). Testons à présent ce modèle pour les données bibliographiques présentées à la figure 2.2.4 (voir annexe C). La fonction de  $n$  est comprise implicitement dans  $A = A(n)$ . La représentation des solutions se fait dans les coordonnées  $(n, \theta)$ , en traçant les isovaleurs des tailles de particules (Fig. 5.6.1). Malgré les incertitudes liées à notre modélisation et aux hétérogénéités expérimentales, les données expérimentales de la bibliographie correspondent bien aux gammes données par le modèle. Les données de Kelly & Gularte (1981) sont particulières puisque les expériences d'érosion ont pour but de révéler l'influence de la salinité sur l'érodabilité du sédiment. La salinité varie ainsi de 2,5 à 10  $g.l^{-1}$ .

Ces premiers résultats semblent montrer que le modèle développé permet d'approcher des données sans aucun lien entre elles, avec une précision acceptable. Il peut être utilisé pour les expériences que nous avons menées, et qui sont décrites à la partie suivante.



## Troisième partie

### Expériences



# Chapitre 6

## Canal HERODE

La construction du canal HERODE a été achevée durant l'été 2003. L'un des objectifs de cette thèse est d'effectuer sa qualification : cette étape consiste à vérifier les propriétés hydrodynamiques de l'écoulement et à déterminer le frottement sur la paroi exercé par le fluide lorsqu'il est en mouvement. Ce chapitre présente le canal et la chaîne d'instruments nécessaires aux techniques de vélocimétrie<sup>1</sup> : le film chaud et la vélocimétrie laser doppler (VLD). Ensuite nous rappelons quelques notions sur la modélisation du frottement hydrodynamique d'un écoulement de couche limite turbulente. Nous présentons en dernière section les résultats de cette qualification.

### 6.1 Présentation

Le canal HERODE est construit à l'IRPHE<sup>2</sup>. Il a été financé par l'IRPHE, l'IRSN, le COM<sup>3</sup> et l'Université de la Méditerranée. La figure 6.1.1 présente son allure générale. Voici les principales caractéristiques du canal :

- Longueur totale : 13,5 m ;
- Largeur totale : 2 m ;
- Volume d'eau maximal : 9 m<sup>3</sup> en veine fermée, 6 m<sup>3</sup> en surface libre (hauteur d'eau de 0.6 m) ;
- Débit maximal théorique : 1200 m<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>.

Voici le détail des caractéristiques des principaux éléments :

- Veine d'essai : de 8 m de long, elle résulte de l'assemblage de huit caissons (1 m de longueur chacun) de section constante, carrée (0,6 m de côté).

---

<sup>1</sup>Mesure de vitesse.

<sup>2</sup>Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors-Équilibre

<sup>3</sup>Centre Océanologique de Marseille

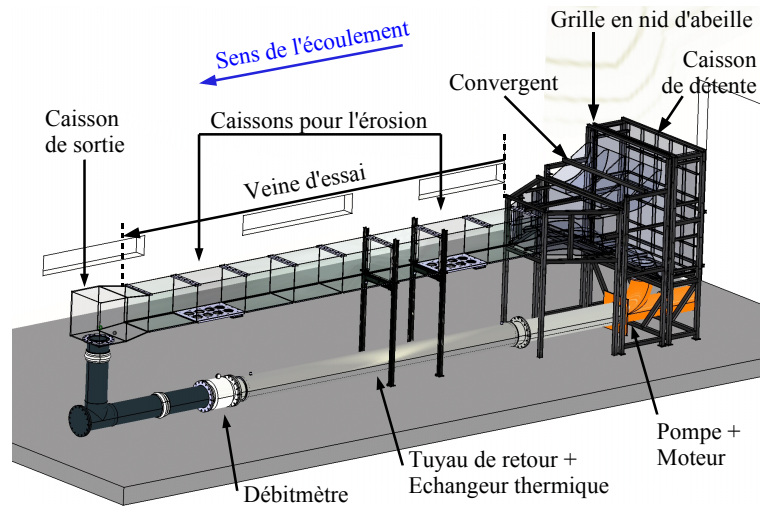


FIGURE 6.1.1: Schématisation du canal HERODE.

- Caisson de sortie : il a été conçu pour privilégier la circulation des sédiments au détriment de la qualité hydrodynamique. Il est le siège d'un vortex qui aspire de l'air dans le circuit de retour, limitant le débit maximal utilisable : un obstacle a été disposé de manière à couper en deux cette structure tourbillonnaire.
- Conduite de retour : elle se compose de trois éléments. Le premier est en PVC (diamètre  $0,35\text{ m}$ ) de  $2\text{ m}$  de long. Le second, de  $6\text{ m}$  de long (échangeur thermique de  $4\text{ m}$ ) en acier inoxydable, est doublé d'une paroi cylindrique, à l'intérieur de laquelle il est possible de faire circuler un liquide réfrigéré, de manière à pouvoir contrôler la température de l'eau. Enfin, le dernier élément est celui qui contient l'hélice et son moteur.
- Le débitmètre : de forme cylindrique, il vient s'inscrire sur le tuyau de retour entre la partie PVC et l'échangeur thermique. Son fonctionnement s'appuie sur des principes électromagnétiques. Il donne la valeur instantanée du débit.
- Le convergent a été calculé de manière à ne pas perturber l'écoulement en sortie du nid d'abeille. Ce nid est placé après le caisson de détente de l'eau pompée. L'ensemble est placé en amont de la veine d'essai.

Enfin le canal est spécialement adapté à l'étude de l'érosion. Sa réalisation a fait l'objet d'un projet de fin d'étude, répondant aux exigences de qualité hydrodynamique et de possibilité d'étudier l'érosion (Dumas, 2004). Pour cela il possède un équipement spécialement conçu pour recevoir des sédiments sous forme de carottes par le dessous, afin de faire affleurer la surface du dessus des carottes avec le fond de la veine où s'écoule le fluide.



## 6.2 Qualification

La qualification a pour but de déterminer le volume d'eau dans le canal et de mettre en lien le débit avec le frottement exercé par le fluide en mouvement.

### 6.2.1 Volume d'eau dans le canal

Le volume d'eau dans le canal est à priori connu grâce à des données de construction (Dumas, 2004). Il a paru utile de vérifier ces données, afin notamment de déterminer de façon précise le volume d'eau dans le canal en fonction de la hauteur d'eau dans la veine d'essai.

Le canal HERODE contient un volume d'eau de l'ordre de plusieurs mètres cubes variable selon la hauteur d'eau dans la veine d'essai. Afin de déterminer précisément sa valeur, nous avons mesuré le débit de remplissage, chronométré le temps et la hauteur d'eau nécessaire au remplissage. Pour cela un débitmètre à palettes a été branché en série sur le tuyau de remplissage. Il a mesuré un débit constant d'une valeur de  $3,8 \text{ ga.mn}^{-1}$ , avec  $1 \text{ ga} = 3.79 \text{ l}$ . Le tableau 6.2.1 donne les deux points de mesure obtenus par remplissage avec l'eau du réseau agricole disponible à l'IRPHE.

Temps	Hauteur d'eau (cm)	Volume (l)
3h43	10	3220
4h50	20	4187

TABLEAU 6.2.1: Temps de remplissage et hauteur d'eau mesurés dans le canal HERODE.

Le canal a une forme géométrique complexe jusqu'au niveau du bas de la veine d'essai : à partir de là, la géométrie n'évolue plus. Nous pouvons faire l'hypothèse que la relation entre le volume et la hauteur d'eau est linéaire :  $V = a.h + b$ . Les constantes  $a$  et  $b$  sont données par les deux points des mesures  $(h_1, V_1)$  et  $(h_2, V_2)$  :

$$a = \frac{V_2 - V_1}{h_2 - h_1} \quad (6.2.1)$$

$$b = \frac{1}{2} \left[ V_1 + V_2 - (V_2 - V_1) \cdot \frac{h_1 + h_2}{h_2 - h_1} \right] \quad (6.2.2)$$

Numériquement avec les données du tableau 6.2.1 nous obtenons :

$$a = 96,7 \quad (6.2.3)$$

$$b = 2253 \quad (6.2.4)$$

Voici alors l'expression de la fonction linéaire qui relie le volume d'eau  $V$  ( $l$ ) dans le canal à la hauteur d'eau  $h$  ( $cm$ ) dans la veine d'essai :

$$V = 96,7.h + 2253 \quad (6.2.5)$$

Les valeurs mesurées coïncident avec les données fournies par Dumas (2004), et le volume d'eau est entièrement déterminé.

## 6.2.2 Expression du frottement

### 6.2.2.1 Travail effectué

La qualification du canal hydraulique HERODE est une partie intégrante de cette thèse puisque la connaissance du frottement est indispensable pour mesurer les paramètres d'érosion. Nous avons procédé à des mesures de vitesse dans le canal, en utilisant toutes les techniques disponibles au laboratoire : le film chaud, la vélocimétrie par imagerie de particules et la vélocimétrie laser doppler<sup>4</sup>. La mesure de profils de vitesse a permis de caractériser la couche limite, et d'évaluer le frottement, grâce à la méthode de Kline<sup>5</sup>. Nos mesures ont révélé des phénomènes d'accélération importants liés à un gradient de pression, qu'il nous a paru important d'approfondir. Les deux paragraphes suivants présentent la comparaison entre le cas sans accélération, et le cas où l'accélération influe sur le frottement. L'influence de la couche limite se traduit par un gradient de pression non nul dans le sens de l'écoulement<sup>6</sup>.

### 6.2.2.2 Frottement sans gradient de pression

Le développement théorique du frottement exercé par l'écoulement d'un fluide visqueux sur une plaque plane est proposé en annexe F. Ce frottement, noté  $\tau_f$  ( $N.m^{-2}$ ), s'exprime par l'intermédiaire de la vitesse de frottement  $u^*$  ( $m.s^{-1}$ ) :

$$\tau_f = \rho u^{*2} \quad (6.2.6)$$

La détermination du frottement se réduit à la connaissance de la relation entre la vitesse extérieure  $U_e$  ( $m.s^{-1}$ ) et la vitesse de frottement  $u^*$  ( $m.s^{-1}$ ), par l'intermédiaire du

---

<sup>4</sup>Le détail concernant ces techniques de mesure est abordé en annexe F.1.

<sup>5</sup>Cette méthode est décrite en annexe F.2.4

<sup>6</sup>La plupart du temps, ce terme n'est pas résolu pour la résolution de l'équation de Navier-Stokes, d'une part car il est assez souvent négligé et de plus son expression demeure inconnue.

coefficient de frottement  $C_f$  (Eq. 6.2.7).

$$C_f = 2 \left( \frac{u^*}{U_e} \right)^2 \quad (6.2.7)$$

Pour le moment cette détermination se fait expérimentalement, en soufflerie, à partir de mesures de profils de vitesse moyenne. La valeur de  $u^*$  est celle obtenue en appliquant la méthode de Kline. Parmi les mesures de référence en la matière, voici la loi expérimentale indiquée par Cousteix (1988), pour une couche limite sans gradient de pression.

$$C_f = B Re_x^{-1/5} \quad B \simeq 0,059 \quad (6.2.8)$$

où  $Re_x$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement :

$$Re_x = \frac{U_e x}{\nu_w} \quad (6.2.9)$$

et  $x$  la position longitudinale dans la veine d'essai. Ce cas sans gradient de pression est rencontré pour des écoulements qui se développent dans un milieu dont la hauteur est grande devant l'épaisseur de la couche limite. Avec cette relation la connaissance de la vitesse extérieure et de la position en  $x$  donne accès à la valeur du frottement pariétal.

### 6.2.2.3 Prise en compte du gradient de pression

Dans un écoulement à surface libre, l'épaisseur de la couche limite devient comparable à la hauteur d'eau. L'écoulement extérieur doit être accéléré pour garantir un débit constant dans la section. Le frottement est donc susceptible de varier pour une même valeur de la vitesse débitante pour des hauteurs d'eau différentes (Nezu *et al.*, 1997). La prise en compte de la vitesse débitante se fait grâce au nombre de Reynolds de la couche limite  $Re_b$  calculé sur la vitesse débitante  $U_b$  ( $m.s^{-1}$ ). Cette vitesse est la vitesse moyenne dans une section droite  $S$  de l'écoulement et peut se définir par la relation suivante :

$$U_b = \frac{1}{S} \int_S \vec{u}_w \cdot d\vec{S} \quad (6.2.10)$$

Les dimensions dans lesquelles l'écoulement du canal est confiné sont la hauteur d'eau  $h$  ( $m$ ) et la largeur du canal  $L = 0,6m$  pris en compte par le diamètre hydraulique  $D_h$ . Voici leur définition :

$$Re_b = \frac{U_b x}{\nu} \quad (6.2.11)$$

$$D_h = \frac{4S}{P} = \frac{4Lh}{2h + L} \quad (6.2.12)$$

Si des lois telles que l'équation 6.2.8 sont reconnues valides sans gradient de pression, il n'y a pas de tels résultats pour les écoulements confinés, dont la vitesse extérieure est différente de la vitesse débitante. Ce point a fait l'objet de mesures vélocimétriques dans le canal HERODE, puis de simulations numériques avec le logiciel **Fluent**®. L'ensemble des résultats conduit à une généralisation des effets d'accélération dans des écoulements à surface libre ou de conduite. La loi expérimentale qui a été élaborée prend la forme suivante :

$$\frac{U_e}{U_b} = \frac{xC}{D_h} Re_b^{-1/5} + 1 \quad C \simeq 0,185 \quad (6.2.13)$$

L'intérêt de cette formule réside dans la dépendance de l'accélération avec les propriétés géométriques de l'écoulement. Ce résultat est valable dans le canal HERODE comme l'ont montré les résultats de **Fluent**®, mais concordent exactement avec les données de la littérature pour des tubes de différentes sections (rondes, carrées ou rectangulaires). Ces résultats ont été présentés (Ternat *et al.*, 2006).

Les équations 6.2.9 et 6.2.11 combinées aux équations 6.2.8 et 6.2.13 donnent :

$$C_f = B Re_b^{-1/5} \left( \frac{xC}{D_h} Re_b^{-1/5} + 1 \right)^{-1/5} \quad (6.2.14)$$

La figure 6.2.1 propose la comparaison entre cette dernière équation 6.2.14 et celle donnée par Cousteix (1988) (cf. Eq. 6.2.8) en reportant l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes hauteurs d'eau. Dans le cas d'un écoulement sans gradient de pression, la vitesse  $U$  utilisée pour le calcul du nombre de Reynolds est indifféremment la vitesse débitante  $U_b$  ou la vitesse extérieure  $U_e$ . Dans le cas d'un écoulement confiné, c'est sur la vitesse débitante qu'est calculé le nombre de Reynolds : la représentation précédente est donc indépendante des effets d'accélération. D'après la figure qui précède, la différence entre les coefficients de frottement avec ou sans gradient de pression est peu marquée pour les hauteurs d'eau usuelles dans le canal HERODE. L'évolution de la longueur d'entrée est calculée à partir de la formule suivante (Ternat *et al.*, 2006) :

$$L_e = D_h \cdot K^{5/4} \cdot \left( \frac{D_h \cdot U_b}{\nu} \right)^{1/4} \quad (6.2.15)$$

avec la constante  $K$  prise égale à 1,4 pour être en conformité avec les résultats de la bibliographie. La figure 6.2.2 présente ces résultats pour différentes hauteurs d'eau. On constate que pour toutes les vitesses utilisées ( $U_b \geq 0,1$ ), l'écoulement n'est jamais pleinement développé, puisque la veine d'essai du canal mesure 8 m de long. Il faudrait une longueur d'au moins 15 m pour observer le plein développement pour les hauteurs ( $\simeq 15 - 20$  cm) utilisées pour nos expériences.

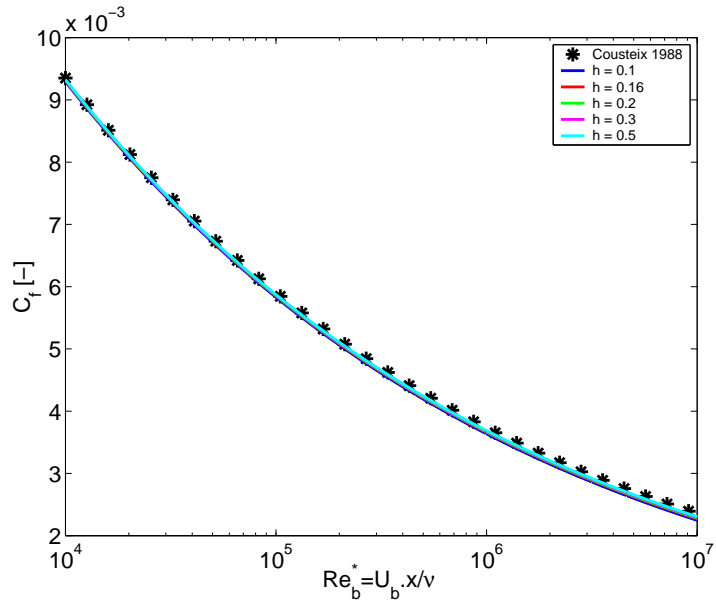


FIGURE 6.2.1: Évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds : en étoile les données de Cousteix (1988) sans gradient de pression ; en trait plein les données de la loi avec gradient de pression d'après Ternat *et al.* (2006).

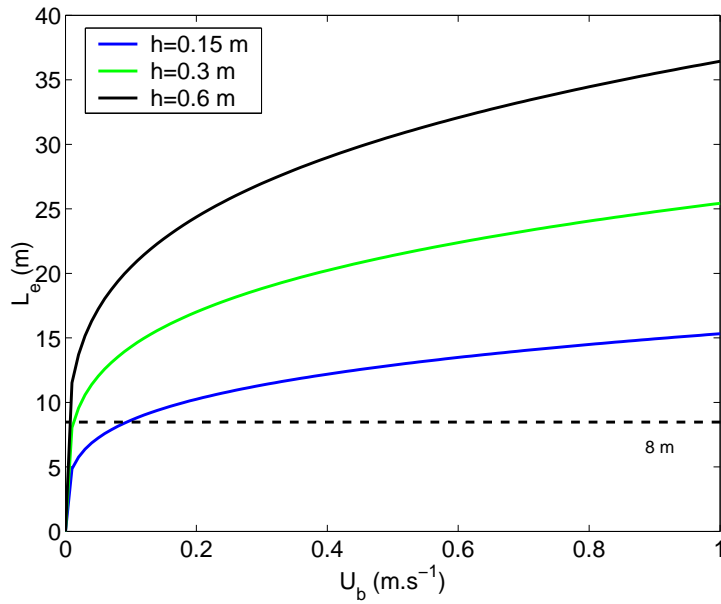


FIGURE 6.2.2: Évolution de la longueur d'entrée en fonction de la vitesse débitante pour différentes valeurs de la hauteur d'eau dans le canal HERODE.

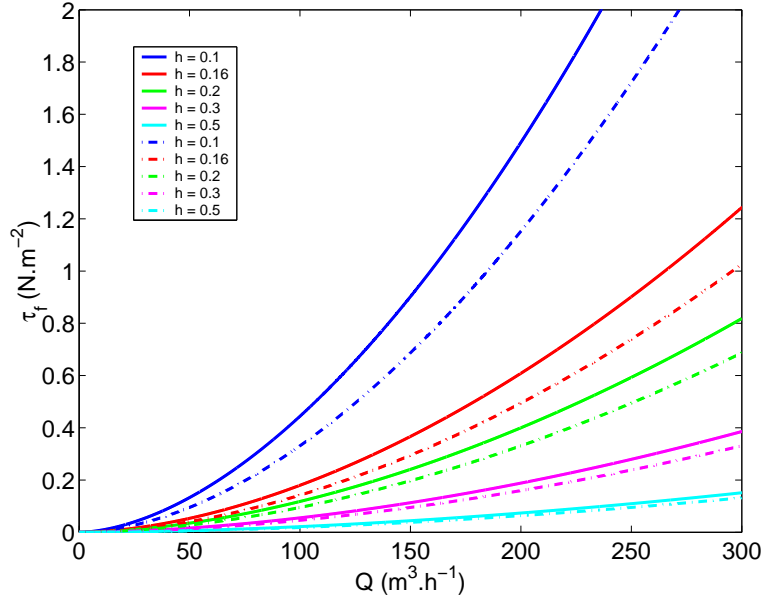


FIGURE 6.2.3: Évolution de la contrainte de frottement  $\tau_f$  ( $N.m^{-2}$ ), en  $x = 5,5$  m dans le veine d'essai, en fonction du débit dans le canal HERODE, pour différentes hauteurs d'eau : en traits pleins le frottement calculé à partir de l'équation 6.2.17, en pointillés le frottement sans gradient de pression. Les différentes couleurs correspondent aux différentes hauteurs d'eau.

La vitesse de frottement  $u^*$  s'obtient facilement à partir de la définition 6.2.7 :

$$u^* = \left( \frac{xC}{D_h} Re_b^{-1/5} + 1 \right) U_b \left( \frac{C_f}{2} \right)^{1/2} \quad (6.2.16)$$

Ceci conduit, en utilisant l'équation 6.2.6, à l'expression suivante de la contrainte de frottement  $\tau_f$  ( $N.m^{-2}$ ) :

$$\tau_f = \frac{\rho B}{2} \left( \frac{xC}{D_h} Re_b^{-1/5} + 1 \right)^{9/5} U_b^2 Re_b^{-1/5} \quad (6.2.17)$$

Ainsi le frottement exercé par l'écoulement sur le fond du canal est parfaitement déterminé en fonction des caractéristiques géométriques de l'écoulement, c'est-à-dire du diamètre hydraulique, de la vitesse débitante et de la position longitudinale dans le canal.

Dans le cadre des expériences dans le canal HERODE, la largeur du canal est de  $0,6$  m. Les différentes hauteurs d'eau utilisées déterminent la valeur du diamètre hydraulique par l'équation 6.2.12. La gamme de débit utilisée va de  $0$  à  $300 m^3.h^{-1}$ . Les carottes de sédiments étant positionnées en  $x = 5,5$  m dans le veine d'essai, nous calculons le frottement en cette position à partir de l'équation 6.2.17. Les résultats sont présentés à la figure 6.2.3. Ici en revanche, l'influence de l'accélération est beaucoup plus visible, de

plus en plus pour les petites valeurs de la hauteur d'eau.

L'équation 6.2.17 est celle que nous utilisons pour déterminer le frottement lors de nos expériences de remise en suspension. L'objectif de la qualification est donc atteint.





# Chapitre 7

## Présentation des expériences, du matériel et des méthodes d'analyse

Pour quantifier l'érodibilité d'un lit sédimentaire naturel, nous sommes allés chercher des sédiments *in situ*. Dans le souci d'une bonne représentativité de nos expériences, notre choix s'est porté sur une large gamme de sites, allant de zones plutôt sableuses jusqu'aux dépôts vaseux cohésifs. La technique d'échantillonnage est présentée, car elle a pour but de minimiser le remaniement du sédiment, et de le laisser le plus proche de son état naturel lors de sa mise en place dans le canal. Ensuite sont décrites les expériences de remise en suspension, dans lesquelles l'érosion est reproduite dans des conditions maîtrisées : mesure de la concentration en matières, estimation de la porosité du sédiment. Enfin nous présentons les techniques d'analyse complémentaire, à savoir l'analyse du matériel sédimentaire et les méthodes d'analyse pour la reconstitution des carottes.

### 7.1 Échantillonnage

#### 7.1.1 Méthode de prélèvement

Les échantillons sont collectés dans des tubes en plexiglass (Fig. 7.1.1). Ils ont les caractéristiques suivantes :

- 0,5 m de longueur ;
- 0,15 m de diamètre intérieur ;
- ils sont biseautés au niveau de la partie pénétrante dans le sédiment ;
- leur transparence permet de visualiser l'intérieur du prélèvement sur le champ.

Le principe s'appuie sur la pression hydrostatique de l'eau, dont les étapes sont schématisées à la figure 7.1.2. On distingue 4 principales étapes lors de la collecte.



FIGURE 7.1.1: Vue d'ensemble des tubes de plexiglass.

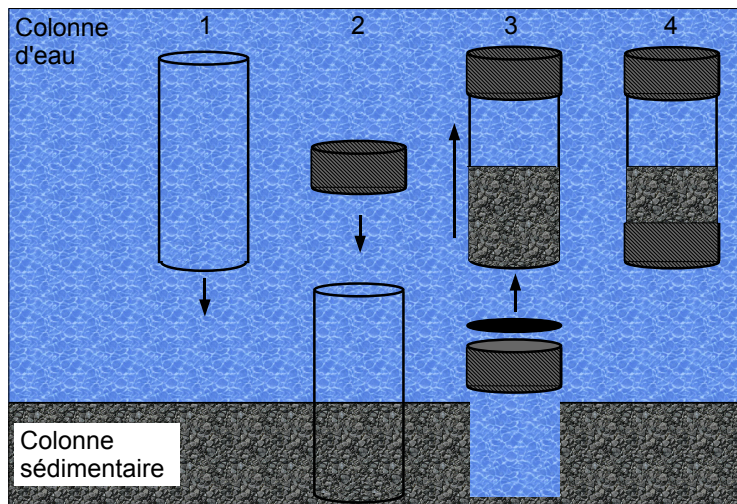


FIGURE 7.1.2: Principales étapes d'échantillonnage des sédiments au fond des cours d'eau.

- Étape 1 : le tube vide, sans capuchon, est immergé et déposé sur l'interface entre l'eau (en bleu) et les sédiments (en marron). Au préalable on aura choisi un lieu où l'interface présente la meilleure horizontalité.
- Étape 2 : on appuie ensuite sur le dessus du tube de manière à l'enfoncer dans le lit sédimentaire, jusqu'à avoir rempli au moins la moitié du tube. Selon la dureté du sédiment cette étape est plus ou moins longue, mais en général la vitesse de pénétration reste faible (ce qui limite le remaniement). On ferme le dessus du tube grâce à un capuchon étanche.
- Étape 3 : on dégage d'abord le tube des sédiments qui l'entourent. À l'aide d'une collerette située sur le pourtour extérieur du tube, on retire doucement l'échantillon : le sédiment reste à l'intérieur du tube par dépression. Une fois le tube extrait du lit sédimentaire, on obstrue le fond avec un disque (en plastique, représenté par l'élément noir sur le schéma), puis on ferme le dessous avec un autre capuchon.
- Étape 4 : elle consiste à s'assurer si possible de la qualité du prélèvement (horizontalité de l'interface, présence de trous), et de son transport jusqu'à la berge, puis jusqu'au laboratoire. La carotte de sédiment est désormais isolée.

L'avantage principal de ce mode d'échantillonnage réside dans le faible remaniement du sédiment. En effet, les tubes sont suffisamment larges et le biseau a un angle assez faible pour que les effets de frottement sur la paroi latérale du tube restent confinés dans une faible épaisseur. Une autre remarque concerne l'interface entre l'eau et les sédiments, qui n'est pas altérée puisque l'eau présente sur le dessus du sédiment est celle du milieu naturel<sup>1</sup>. Parfois, un dégazage du sédiment a été observé lors de l'ouverture du capuchon supérieur en laboratoire, signe d'une probable mise à l'équilibre des pressions.

## 7.1.2 Transport et stockage

Le transport des échantillons est un problème. En effet, le transport se fait en voiture. Les secousses subies lors du voyage ont des répercussions sur l'état mécanique du sédiment. Pourtant à l'échelle d'une série de carottes correspondant à une campagne de prélèvement, nous pouvons supposer que tous les sédiments subissent la même modification mécanique. De toute façon, cette modification ne peut pas être quantifiée et reste inaccessible. Dans le cas où la remise en suspension ne peut être faite dans la foulée, les carottes de sédiment sont stockées dans une chambre froide, ce qui diminue les cinétiques des réactions chimiques et biochimiques naturellement présentes dans un sédiment. Sinon, elles sont acheminées jusqu'à l'IRPHE, lieu où le canal HERODE permettra la remise en suspension.

---

<sup>1</sup>L'équilibre chimique entre le sédiment, les matières et l'eau interstitielle est conservé



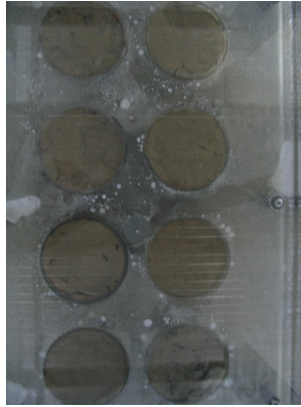
(a) Pistonnage



(b) Découpe



(c) Isolation



(d) Mise en place

FIGURE 7.1.3: Étapes de mise en place des sédiments dans le canal HERODE.

### 7.1.3 Mise en place dans le canal

Un double fond a été aménagé dans le caisson n° 6 afin de recevoir les échantillons, selon le même principe que le canal construit au Centre Océanologique de Marseille. Au fond de chaque carotte, on applique un piston (Fig. 7.1.3 a), et on pousse jusqu'à faire remonter le dessus du sédiment dans une portion cylindrique de plexiglass, en prenant soin de garder l'eau du prélèvement au-dessus. On procède ensuite à la découpe de la portion (Fig. 7.1.3 b). Cette portion de 10cm d'épaisseur ainsi isolée (Fig. 7.1.3 c) est alors prête à être mise en place dans le canal (Fig. 7.1.3 d) : elle est intégrée dans le double fond du caisson par le dessus. Le caisson prévu reçoit jusqu'à huit échantillons.

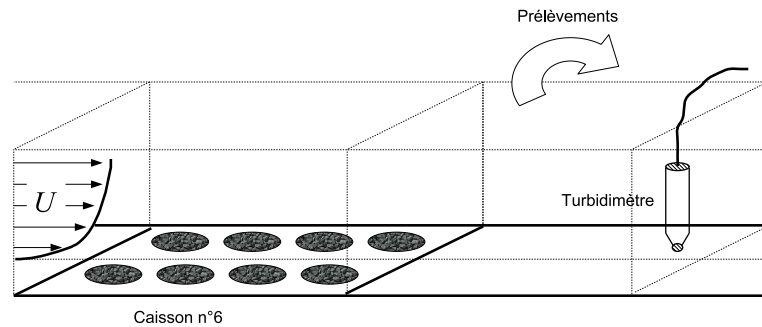


FIGURE 7.2.1: Représentation simplifiée en coupe longitudinale du caisson à érosion équipé des carottes.

## 7.2 Remise en suspension

### 7.2.1 Principe

Les carottes sont positionnées dans le canal vide. Nous allons procéder à la remise en suspension des sédiments en exerçant un frottement sur le dessus des carottes par le mouvement du fluide. Le principe de l'expérience est schématisé par la figure 7.2.1. Avec la mise en mouvement de l'eau, la matière contenue dans les échantillons est érodée et remise en suspension dans le canal.

### 7.2.2 Mesure de la concentration

Pour évaluer le flux d'érosion il faut pouvoir accéder à l'évolution de la concentration de matières en suspension. Il n'existe pas d'appareil permettant d'y accéder directement, et on a recours à l'enregistrement d'un signal proportionnel à la concentration, appelé turbidité, que l'on calibre grâce à des prélèvements dans la colonne d'eau.

#### 7.2.2.1 Turbidimètres

C'est un dispositif électrique étanche que l'on place dans la suspension de concentration inconnue. La figure 7.2.2 donne une vue générale de l'instrument. Ce sont des instruments de marque "AANDERAA", de type "Turbidity/Temperature Sensor". Ils sont calibrés pour une gamme de concentration allant de  $0 \text{ g.l}^{-1}$  à  $10 \text{ g.l}^{-1}$  correspondant à la plage



FIGURE 7.2.2: Photographie d'un turbidimètre, d'après Mylvaganam & Jakobsen (1998).

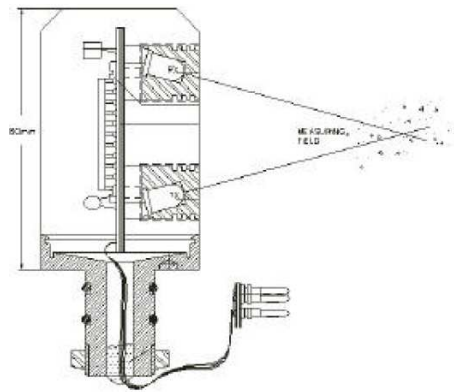


FIGURE 7.2.3: Principe de fonctionnement d'un turbidimètre, d'après Mylvaganam & Jakobsen (1998).

de variation de turbidité<sup>2</sup> allant de 0 à 20 *NTU*. Il mesure une quinzaine de centimètres pour un diamètre d'environ 4cm. Ce type d'instrument utilise la rétrodiffusion d'un signal électromagnétique (longueur d'onde 860 *nm*) par les particules. Cette mesure correspond en quelque sorte à la mesure de l'obscurcissement de l'eau par la présence des particules. Plus précisément voici la traduction de la définition donnée par la Water Quality Association de l'Illinois (WQA glossary terms, 1997, cité par Mylvaganam & Jakobsen, 1998) : "quantité de petites particules de matières solides en suspension dans l'eau mesurée par la quantité de rayons lumineux rétrodiffusés et absorbés par la particule". La figure 7.2.3 schématise le principe de fonctionnement. L'élément sensible est constitué d'une diode émettrice et d'une diode réceptrice. La différence entre les signaux correspond à ce qui a

<sup>2</sup>L'unité de mesure de la turbidité est le *NTU*.



FIGURE 7.2.4: Vue d'ensemble d'une unité d'affichage de la turbidité, d'après Data Sheet D243.

été absorbé ou rétrodiffusé par les particules, en proportion avec leur concentration.

### 7.2.2.2 Unité d'affichage et connexion

Les turbidimètres sont connectés à des dispositifs d'affichage (Fig. 7.2.4). Ce dispositif amplifie et affiche la turbidité mesurée. Pour nos expériences, le signal est exporté vers un ordinateur par une connexion de type RS232. L'acquisition est faite par l'hyperterminal de Windows. La période d'échantillonnage est de 4s.

### 7.2.2.3 Prélèvement et filtration de suspension

L'unité des turbidimètres étant arbitraire, il est nécessaire d'effectuer un calibrage du signal. Pour cela on prélève des échantillons de suspension dans un flacon pour différentes valeurs de la turbidité.

Une fois la suspension prélevée, elle est filtrée, grâce à une pompe à vide et des filtres. Les filtres sont au préalable séchés à l'étuve puis pesés ; ils sont de marque Wathman GF/F filters. Une fois chargés avec les matières par filtration, ils sont mis à l'étuve 24h à 105°C, puis pesés à nouveau : la différence de masse est due aux particules filtrées. À l'aide du volume filtré, on remonte à la concentration en matières en suspension lors du prélèvement.

## 7.3 Mesures complémentaires

En complément des expériences de remise en suspension, des mesures de porosité et de granulométrie du lit sédimentaire ont été réalisées.

### 7.3.1 Porosité du lit sédimentaire

La porosité du lit sédimentaire est une variable influente de son érodabilité. Pour nos expériences nous l'avons évaluée à partir des carottes échantillonnées *in situ*. Pour cela nous avons sous-carotté nos prélèvements grâce à un tube de 2,7 cm de diamètre, biseauté. Ensuite, des tranches d'épaisseur fixe<sup>3</sup> ont été isolées dans des barquettes, préalablement tarées, puis déshydratées pendant 24h à 105°C. Les tranches sont pesées avant et après passage à l'étuve : quand les carottes sont cuites, on a donc accès à la masse d'eau évaporée. La porosité de la tranche se déduit en supposant que la masse volumique des matières vaut 2650 kg.m<sup>-3</sup>.

### 7.3.2 Granulométrie du lit sédimentaire

Après avoir été déshydratées, les tranches de sédiment ont servi aux mesures granulométriques. Pour cela nous avons utilisé un granulomètre laser de marque Mastersizer S, Malvern. Le résultat donne la proportion volumique en particules en fonction de leur taille, en supposant que les particules sont sphériques.

## 7.4 Analyse des données

### 7.4.1 Conversion turbidité/concentration

La turbidité étant une fonction de la granulométrie, il a fallu calibrer chaque expérience. A chaque prélèvement correspond une valeur de la turbidité. Pour une expérience de remise en suspension nous avons une série de prélèvements, et donc une série de points de coordonnées ( $NTU; C_w$ ). Ensuite nous procédons à une régression, linéaire le plus souvent. Cette loi sert ensuite à convertir l'intégralité du signal turbidimétrique en signal de concentration.

### 7.4.2 Détermination des paramètres d'érosion

À partir des évolution temporelles du frottement et de la concentration, les variables d'érosion sont obtenues par calage de la loi de Partheniades (1965) (voir Eq. 1.4.33) sur les

---

<sup>3</sup>Généralement 5 mm ou 10 mm.



données expérimentales. Ce calage est automatisé par une routine écrite en langage Visual Basic, initialement développée au cours de la thèse de El Ganaoui (2002). L'utilisateur identifie la valeur du frottement qui apparaît comme un seuil d'érosion<sup>4</sup>, puis il teste les valeurs du taux d'érosion qui approchent le mieux le signal enregistré. Enfin, il évalue le stock de matière disponible dans la couche identifiée. Le calage est illustré par un exemple au chapitre 8.

### 7.4.3 Reconstitution des couches d'érosion

À partir de la concentration en matières en suspension  $C_w$  ( $kg.m^{-3}$ ), il est possible de remonter à la profondeur de sédiment érodé  $z$  ( $m$ ), en supposant que la masse de matière érodée est égale à la masse de matière en suspension dans le canal. La variation de masse en circulation dans le canal est reliée à la variation de concentration :  $dm_{sed} = V_H.dC_w$ , où  $V_H$  est le volume d'eau dans le canal. La variation de masse arrachée au lit sédimentaire est donnée par une variation d'épaisseur  $dz$ , la densité de matières solides dans le sédiment  $\rho_s(1 - n(z))$  multiplié par le volume du sédiment, issu du produit de la surface des carottes  $N.S_c$  par la profondeur érodée :  $dm_{ero} = N.\rho_s.S_c(1 - n(z)).dz$ , où  $N$  est le nombre de carottes dans le canal. En égalisant les variations de masses nous avons :

$$V_H.dC_w = N.S_c.\rho_s.(1 - n(z)).dz \quad (7.4.1)$$

qui devient par intégration entre l'instant initial et un instant quelconque :

$$C_w(t) - C_w(0) = \frac{N.S_c.\rho_s}{V_H}.z. \left( 1 - \frac{1}{z} \int_0^z n(z')dz' \right) \quad (7.4.2)$$

En reconnaissant que  $\frac{1}{z} \int_0^z n(z')dz'$  est la valeur moyenne de la porosité sur l'épaisseur totale érodée, que nous notons  $\langle n(z) \rangle$ , cette dernière équation permet de retrouver  $z$  :

$$z(t) = \frac{V_H}{N.S_c.\rho_s.(1 - \langle n(z) \rangle)}. (C_w(t) - C_w(0)) \quad (7.4.3)$$

La profondeur érodée est ainsi associée à la concentration en matières en suspension dans le canal.

---

<sup>4</sup>Valeur du frottement qui donne un taux d'érosion nul.



# Chapitre 8

## Campagnes de remise en suspension

Dans ce chapitre sont présentés les résultats des expériences de remise en suspension et des analyses complémentaires des différentes campagnes. Enfin le bilan des expériences, avec une comparaison aux données de la littérature est proposé.

### 8.1 Description des lieux de prélèvement

Les sites de prélèvement ont d'abord été choisis en fonction de leur accessibilité en voiture sur le site puis à pied jusqu'aux berges<sup>1</sup>. Nous avons utilisé la plupart des milieux naturels contenant des sédiments cohésifs : les berges du Rhône, les prises d'eau de canal, les points de rejets de stations de traitement des eaux. Au total une dizaine d'expériences ont pu être exploitées, dont le tableau 8.1.1 présente le récapitulatif. Pour mieux les situer, la figure 8.1.1 localise la position géographique de chacun de ces lieux. Voici le détail succinct ces lieux.

#### 8.1.1 Mas-Thibert

Directement sur le bord du Rhône, ce site constitue une zone de dépôt lors du débit normal du fleuve : l'accès est facile, le lit très large, et l'eau peu profonde. Il s'agit du bras du Grand Rhône (Fig. 8.1.1). Le site se situe sur une berge qui borde une portion rectiligne du fleuve, assez large. L'accès au prélèvement est facilité par une faible profondeur de l'eau en saison sèche. Sur ces berges, nous avons rencontré une quantité relativement importante de végétaux, que nous avons retrouvés dans le canal après érosion. D'un point de vue qualitatif, les sédiments sont plutôt mixtes, présentant une fraction argileuse et une fraction sableuse fine. Le sédiment de surface est de couleur gris clair, alors que plus en profondeur, un changement net apparaît, passant au gris foncé. Ce changement est

---

<sup>1</sup>Le matériel devant être transportable.

Nom	Lieu	Date
N° 1	Mas-Thibert	14/04/05
N° 2	BRL 1	29/04/05
N° 3	Valabrègues	30/06/05
N° 4	Mas-Thibert épi	04/08/05
N° 5	Mas-Thibert	29/09/05
N° 6	BRL 2	19/12/05
N° 7	Mas-Thibert épi	01/02/06
N° 8	Cadarache	14/04/06
N° 9	Berre	12/05/06
N° 10	Mas-Thibert	06/07/06

TABLEAU 8.1.1: Tableau récapitulatif des sites de prélèvement.

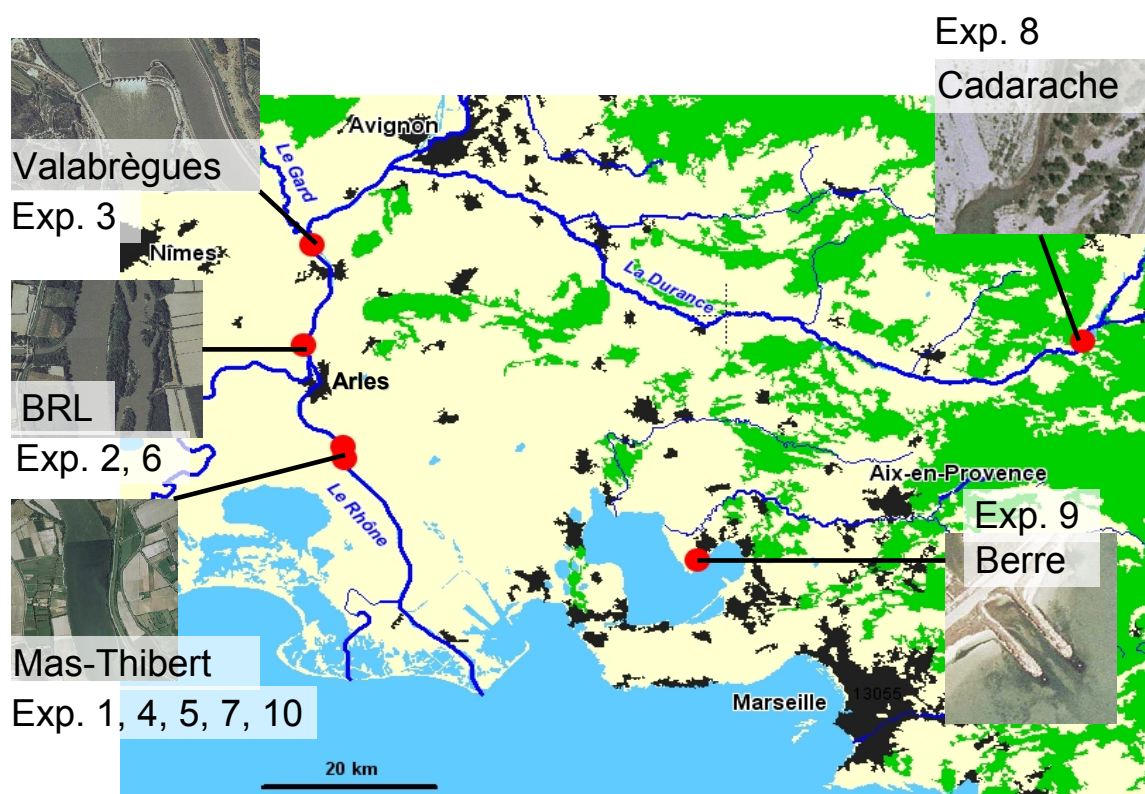


FIGURE 8.1.1: Localisation géographique des sites de prélèvement de sédiments.

à relier aux variations de concentrations d'espèces chimiques sous l'action de l'activité bactérienne (milieu oxygène/anoxygène). Le sédiment présente une consistance cohésive. Par la suite nous avons trouvé une zone d'accumulation encore meilleure, derrière un épi sur le bord du fleuve.

Précisons que la situation du site en aval d'Arles proche de l'embouchure dans la mer confère à l'eau une salinité non négligeable, susceptible de modifier l'érodabilité (cf. § 2.2.2).

### **8.1.2 Prise d'eau du canal Bas-Rhône-Languedoc (BRL)**

Ce site est situé en amont d'Arles, et en amont de la séparation du Rhône en deux bras (Fig. 8.1.1). L'écoulement y est calme, propice au dépôt des particules fines. Des monticules de sédiments sont déposés sur la berge : la prise d'eau semble être sujette à des dragages, témoignant d'une forte accumulation de matière. Le premier prélèvement sur ce site (BRL 1) est effectué dans la prise d'eau, la matière végétale est abondante sur les berges, signe d'un temps de résidence du sédiment suffisant pour permettre le développement des végétaux. Sur toute la hauteur de sédiments prélevés, une seule couleur gris clair est présente, signature d'un dépôt frais. Lors de la seconde campagne (BRL 2), le paysage est totalement modifié, visiblement à cause d'une opération de dragage. Le prélèvement s'est fait sur la rive du Rhône. Le sédiment semble plus grossier à l'œil, et moins cohésif en consistance.

### **8.1.3 Retenue de Valabrègues**

En amont de Beaucaire-Tarascon, le site se situe juste en aval de la retenue de Valabrègues sur le Rhône (Fig. 8.1.1). Il est donc marqué par une régulation contrôlée du débit, en fonction de la gestion du débit du fleuve. Selon les régimes de crue (ou en absence), les vannes du barrage sont plus ou moins ouvertes, laissant le passage à un débit solide variable, de granulométrie variable. L'essentiel des dépôts est néanmoins composé de sédiments grossiers. Notons la confluence avec le Gard précisément en aval de la retenue, qui charrie la matière de son bassin versant entier (importance lors des crues cévenoles). Le lieu de prélèvement se situe à côté de la rampe de mise à l'eau des bateaux. Les prélèvements ont été difficiles tant les carottes sont peu consistantes, et au vu des prélèvements effectués, il paraît être le moins cohésif de tous les sites.

### **8.1.4 Cadarache**

Le Centre d'Étude de Cadarache est équipé d'une station de traitement des eaux et des boues, qui effectue ses rejets dans le lit de la Durance, au niveau d'un bras mort de

la rivière (Fig. 8.1.1). La zone est en accumulation et l'épaisseur des dépôts est suffisante pour être prélevée : nous y avons procédé à des échantillonnages. La texture des sédiments est plutôt fine et vaseuse de type peu consolidé, avec probablement une forte teneur en matières organiques.

### 8.1.5 Berre

Au niveau de la ville de Berre il existe une station qui effectue ses rejets dans l'étang (Fig. 8.1.1). Sur l'une des plages à proximité du point de rejet, une zone accessible a permis d'échantillonner des sédiments constitués dans une zone d'eau saumâtre, avec des éléments propres à l'écosystème de l'étang. Le sédiment se compose de débris de coquillages, envasés dans les boues de la station et les matières en suspension de l'étang.

## 8.2 Méthode d'analyse

Une fois collectés, les sédiments sont acheminés jusqu'au canal à érosion HERODE. Cette section a pour but de révéler la stratégie adoptée pour l'érosion artificielle, ainsi que d'illustrer sur un exemple la méthode d'obtention des paramètres d'érosion.

### 8.2.1 Stratégie des expériences

Nous souhaitons obtenir une description fine du sédiment, par le choix d'une stratégie d'érosion adaptée. En effet, les phases d'érosion sont générées par des incréments en frottement. Plus les incréments sont fins, meilleure est la résolution. Dans la plupart de nos expériences, le sédiment présente une tension critique d'érosion croissante avec la profondeur. Ceci vient du fait que le sédiment est cohésif, sa résistance à l'érosion augmente avec la profondeur, en raison de la diminution de la porosité. Lorsque le frottement est appliqué, le déséquilibre mécanique entraîne l'érosion à un flux  $E$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ), donné par la loi d'érosion (Partheniades, 1965)<sup>2</sup> :

$$E = e \left( \frac{\tau_f}{\tau_{ce}} - 1 \right) \quad si \quad \tau_f > \tau_{ce} \quad (8.2.1)$$

Le déséquilibre est traduit par l'excédent de frottement  $\tau_f$  par rapport à la tension critique d'érosion  $\tau_{ce}$ <sup>3</sup>. Le sédiment est alors érodé tant que le frottement est supérieur à la

<sup>2</sup>Cette équation a déjà été vue à la section 1.4.33 où les variables sont expliquées.

<sup>3</sup>D'après l'allure de la loi d'érosion, un taux d'érosion nul pourrait aussi annuler le flux, mais cela signifierait l'épuisement du stock érodable pour la couche considérée.

N° de couche	$\tau_{ce} (N.m^{-2})$	$e (kg.m^{-2}.s^{-1})$
0	$5,33.10^{-2}$	$6,5.10^{-6}$

TABLEAU 8.2.1: Paramètre d'érosion de l'expérience n° 1, cas à 1 couche.

résistance au cisaillement du sédiment :

$$\tau_{ce}(z) < \tau_f \quad (8.2.2)$$

Une couche d'érosion est alors identifiée dès que :

$$\tau_{ce}(z) = \tau_f \quad (8.2.3)$$

Cette couche est caractérisée par une profondeur et une tension critique d'érosion.

L'intérêt de faire des petits incréments en frottement est donc de faire apparaître le plus de couches et de les caractériser mécaniquement par leurs tensions critiques et leurs taux d'érosion.

## 8.2.2 Calage de la loi d'érosion

La loi d'érosion est toujours celle de Partheniades (1965) (cf. § 1.4.33). La méthode de calage employée est celle décrite par El Ganaoui *et al.* (2004, 2007). Nous présentons deux exemples choisis pour illustrer l'importance de la stratégie d'érosion.

L'expérience n° 1 est caractéristique d'un sédiment peu cohésif, dont les effets avec la profondeur varient peu. Une seule couche d'érosion a été identifiée, avec les paramètres suivants donnés au tableau 8.2.1. La figure 8.2.1 présente les évolutions des signaux de la concentration mesurée en bleu, et de la concentration modélisée en noir, ainsi que la courbe du frottement en vert. Ce graphique révèle bien que la hausse du taux d'érosion peut être due à l'excédent de frottement par rapport à la couche n° 0.

L'expérience n° 2 a permis de marquer plusieurs couches de résistance à l'érosion, par le choix des incréments de frottement plus ou moins longs<sup>4</sup>. Les paramètres de calage sont reportés au tableau 8.2.2. dont voici la représentation graphique est donnée à la figure 8.2.2 : Les couches se remarquent mieux. Les incréments sont suffisamment longs pour voir apparaître une diminution de la concentration : le taux d'érosion est négatif, signe du dépôt de particules dans une zone du canal. En effet, le canal présente des zones d'accumulation de sédiments qui disparaissent de la colonne d'eau. Ce type d'observation

<sup>4</sup>En effet, plus les incréments sont fins, et plus de couches peuvent être déterminées.

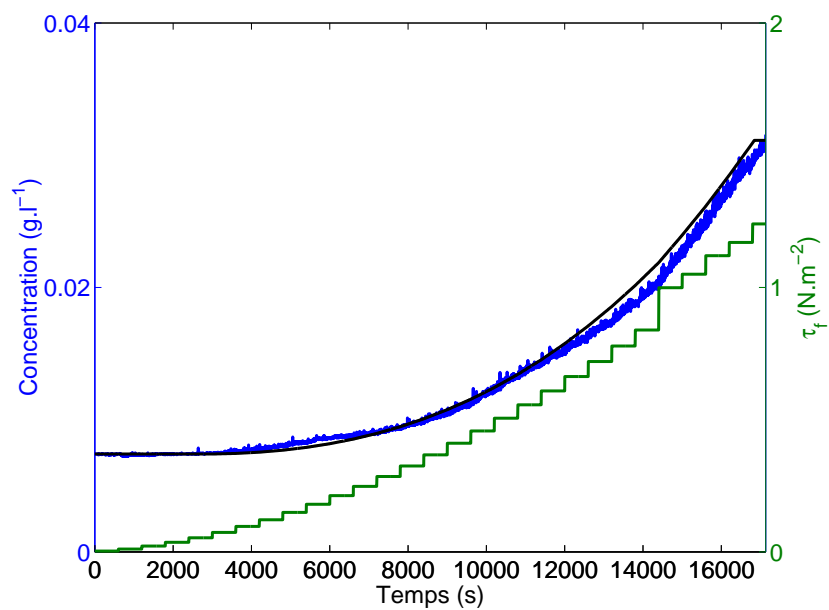


FIGURE 8.2.1: Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée, expérience n° 1, cas à 1 couche.

N° de couche	$\tau_{ce} (N.m^{-2})$	$e (kg.m^{-2}.s^{-1})$
0	$3,6.10^{-2}$	$2.10^{-5}$
1	$5,3.10^{-2}$	$4.10^{-5}$
2	$1,79.10^{-1}$	$3.10^{-4}$
3	$3,66.10^{-1}$	$5.10^{-4}$
4	$5,55.10^{-1}$	$5.10^{-4}$

TABLEAU 8.2.2: Paramètre d'érosion de l'expérience n° 2, cas à 5 couches.



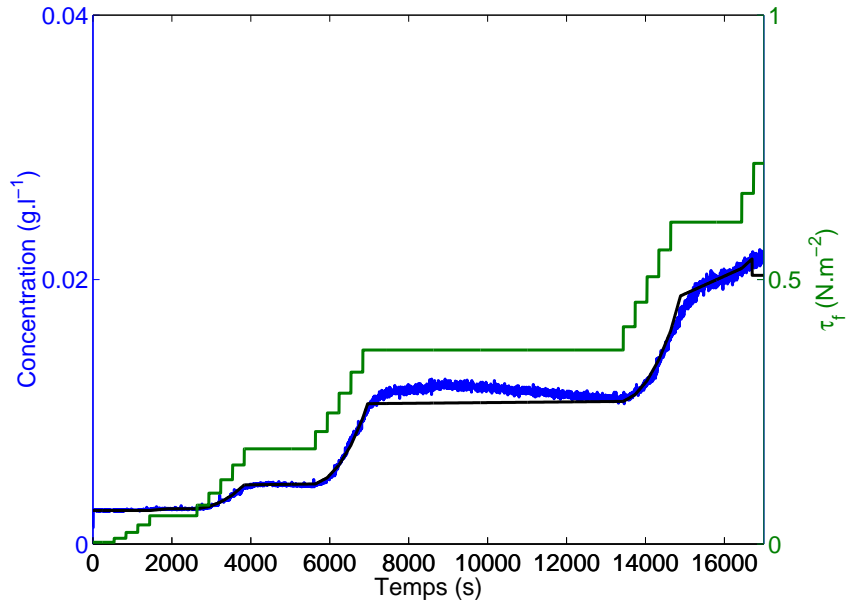


FIGURE 8.2.2: Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée, expérience n° 2, cas à 5 couches.

se rencontre également dans d'autres canaux (Sanford & Maa, 2001; Amos *et al.*, 2004). Par la suite nous avons systématiquement cherché à obtenir ces plateaux.

Voici pour finir les figures du spectre granulométrique associé à cette expérience n° 2 (Fig. 8.2.3), et celle de la profondeur érodée (Fig. 8.2.4). L'ordre de grandeur de la profondeur érodée est de  $10^{-3} m$ , valeur qui semble faible. Ceci s'explique aussi par les possibles zones d'accumulation dans le canal HERODE (cf. § 6.1) ainsi que par l'erreur faite lors des prélèvements pour normaliser le signal turbidimétrique. En effet, toutes les matières érodées ne sont pas en suspension au moment du prélèvement, certaines sont soit piégées, soit en charriage sur le fond du canal.

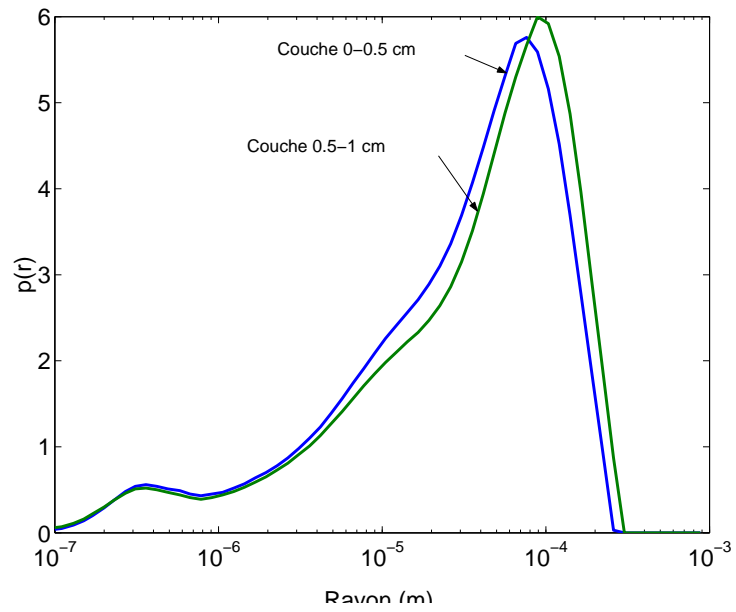


FIGURE 8.2.3: Granulométrie de la colonne sédimentaire expérience  $n^{\circ} 2$ .

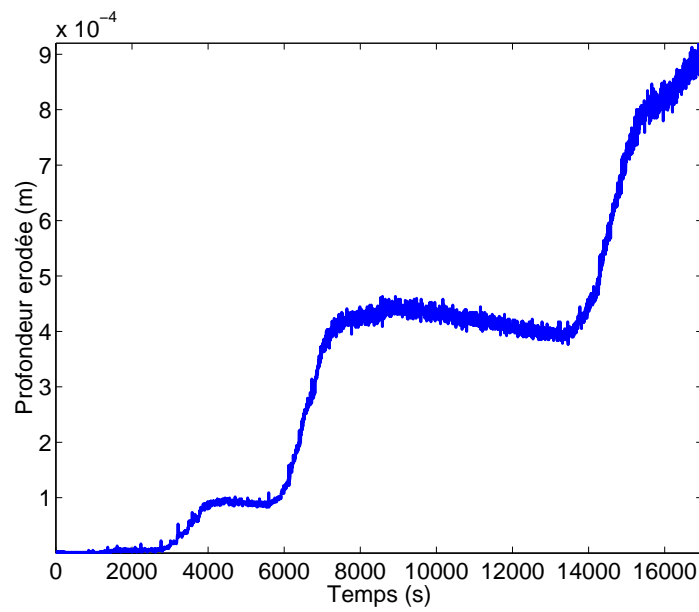


FIGURE 8.2.4: Évolution de la profondeur érodée en fonction du temps, expérience  $n^{\circ} 2$ .





# Quatrième partie

## Résultats et applications



# Chapitre 9

## Résultats

Le modèle du seuil d'érosion est appliqué aux expériences d'érosion dans le canal HE-RODE. Dans un premier temps, les mesures de granulométrie, de porosité et de tension critique d'érosion sont données en entrée dans le modèle et nous comparons la valeur du seuil d'érosion ainsi calculée à la valeur mesurée. Ensuite, un paramétrage du modèle de compaction sur les mesures de porosité est proposé afin de rendre le modèle opérationnel pour une simulation dans le temps des stocks de polluants remobilisables.

### 9.1 Résultats des analyses

#### 9.1.1 Turbidité et concentration

Il semble que des résultats intéressants puissent être extraits de nos mesures de concentration et de turbidité. En effet, le principe de fonctionnement des turbidimètres étant basé sur l'absorption et la rétrodiffusion, une sensibilité à la granulométrie apparaît. Ceci se confirme par la synthèse des calibrages des turbidités donnée par la figure 9.1.1. À concentration égale, les sédiments les plus fins présentent une turbidité plus grande que les sédiments grossiers. Il serait intéressant de proposer des calibrages plus fins des turbidimètres intégrant les granulométries. Le calibrage est valide pour une seule expérience donnée.

#### 9.1.2 Porosité

Les profils de porosité mesurés selon le protocole décrit à la section 7.3 sont présentés figure 9.1.2.

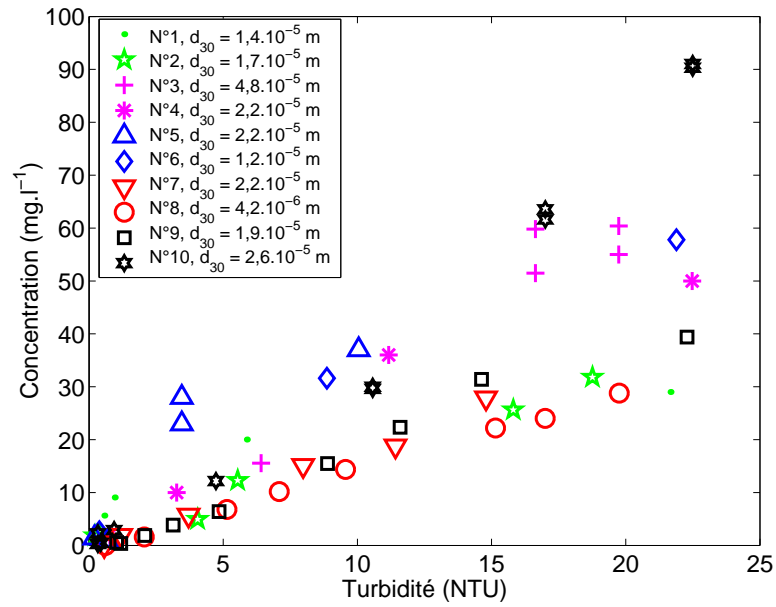


FIGURE 9.1.1: Synthèse des calibrages des turbidimètres par les prélèvements de matières en suspension.

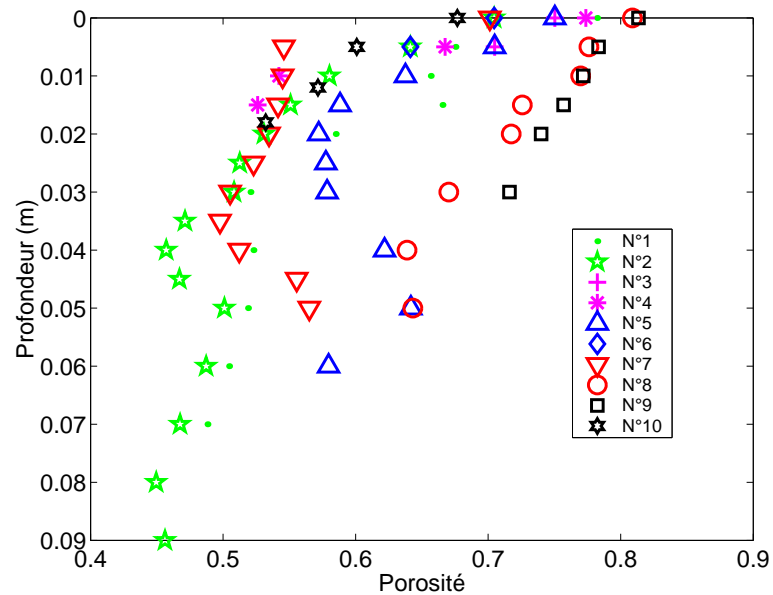


FIGURE 9.1.2: Profils verticaux de porosité.



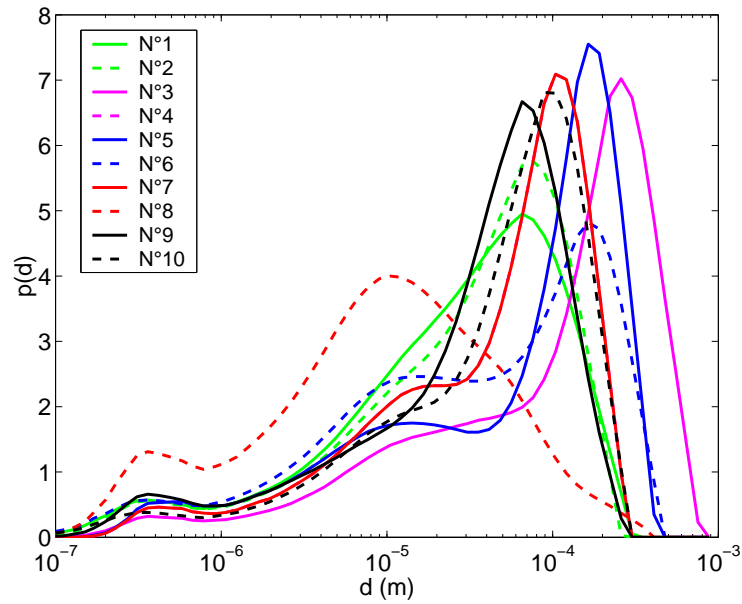


FIGURE 9.1.3: Courbes granulométriques des couches 0 – 5 mm des sédiments prélevés pour l'ensemble des expériences menées.

### 9.1.3 Granulométrie

Les résultats des mesures granulométriques sont présentés à la figure 9.1.3. La granulométrie des sédiments prélevés s'étend de la fraction colloïdale ( $10^{-7}m$ ) à la fraction sableuse ( $10^{-3}m$ ). Voici la courbe granulométrique de la première couche 0 – 5mm de chacune des carottes prélevées. Le tableau 9.1.1 rassemble les valeurs des  $d_{10}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{50}$  (m). Ces tailles sont déduites du spectre granulométrique par l'utilisation du  $d_x$ , où  $x$  (%) est le pourcentage volumique de particules qui passent à travers un tamis de taille  $d_x$ .

### 9.1.4 Minéralogie

Il semble utile de renseigner qualitativement la minéralogie. Des études minéralogiques ont été menées sur les matières en suspension du Rhône en 2004, à l'initiative de C. Brach-Papa, lors de son séjour post-doctoral à l'IRSN. Les résultats des analyses effectuées par le CEREGE sont présentés aux figures suivantes (Fig. 9.1.4 et Fig. 9.1.5). La composition des argiles n'est pas la même entre Mornas et Arles, sauf pour la smectite, toujours prédominante. C'est la répartition entre l'illite et la smectite qui évolue entre les deux sites tandis que les proportions en kaolinite et chlorite restent quasi-constantes. Cette minéralogie est indicative, et ne prétend pas être représentative de toutes les expériences. Ce genre de résultat permet d'établir la signature minéralogique des sédiments des af-

N° Exp.	$d_{10}$	$d_{30}$	$d_{50}$
1	$2,65.10^{-6}$	$1,42.10^{-5}$	$3,56.10^{-5}$
2	$2,65.10^{-6}$	$1,66.10^{-5}$	$4,14.10^{-5}$
3	$6,63.10^{-6}$	$4,83.10^{-5}$	$1,41.10^{-4}$
4	$4,19.10^{-6}$	$2,25.10^{-5}$	$6,55.10^{-5}$
5	$3,09.10^{-6}$	$2,25.10^{-5}$	$8,89.10^{-5}$
6	$2,28.10^{-6}$	$1,22.10^{-5}$	$4,14.10^{-5}$
7	$4,19.10^{-6}$	$2,25.10^{-5}$	$6,55.10^{-5}$
8	$6,70.10^{-7}$	$4,19.10^{-6}$	$1,05.10^{-5}$
9	$2,65.10^{-6}$	$1,93.10^{-5}$	$4,14.10^{-5}$
10	$4,19.10^{-6}$	$2,62.10^{-5}$	$5,62.10^{-5}$

TABLEAU 9.1.1: Granulométries caractéristiques données par  $d_{10}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{50}$  des sédiments érodés pour chaque expérience.

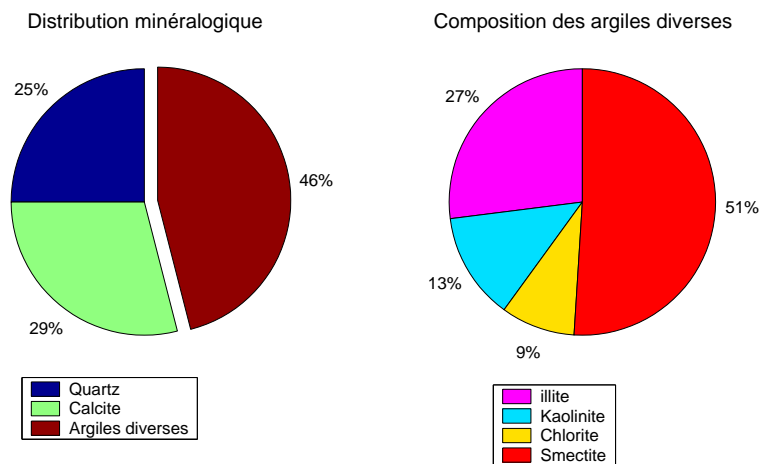


FIGURE 9.1.4: Qualification minéralogique des matières en suspension du Rhône prélevées à Arles en novembre 2004.

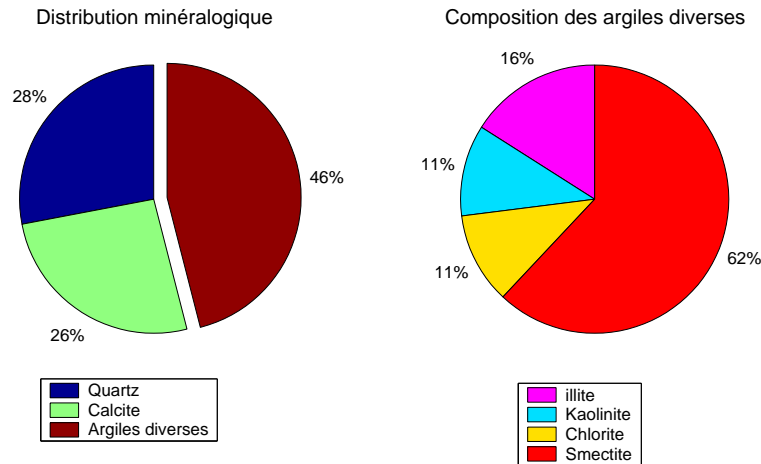


FIGURE 9.1.5: Qualification minéralogique des matières en suspension du Rhône prélevées à Mornas en novembre 2004.

fluents situés sur cette portion du fleuve<sup>1</sup>.

## 9.2 Résultats pour le seuil d'érosion

Le tableau 9.2.1 présente le récapitulatif des mesures effectuées couche par couche : la tension critique d'érosion  $\tau_{ce}$ , le taux d'érosion  $e$ , la profondeur et la porosité  $n$  pour chacune des couches.

N° campagne	N° couche	$\tau_{ce} (N.m^{-2})$	$e (kg.m^{-2}.s^{-1})$	Profondeur (m)	Porosité
1	1	$5,33.10^{-2}$	$6,50.10^{-6}$	$7,82.10^{-1}$	0,782
2	1	$3,60.10^{-2}$	$2,00.10^{-5}$	$7,05.10^{-1}$	0,705
	2	$5,30.10^{-2}$	$5,00.10^{-5}$	$7,05.10^{-1}$	0,705
	3	$1,79.10^{-1}$	$3,00.10^{-4}$	$7,03.10^{-1}$	0,703
	4	$3,66.10^{-1}$	$5,00.10^{-4}$	$7,01.10^{-1}$	0,699
	5	$5,55.10^{-1}$	$5,00.10^{-4}$	$7,00.10^{-1}$	0,694
3	1	$1,50.10^{-2}$	$6,00.10^{-6}$	$7,50.10^{-1}$	0,750
	2	$2,10.10^{-1}$	$2,00.10^{-4}$	$7,49.10^{-1}$	0,749
	3	$4,20.10^{-1}$	$1,30.10^{-3}$	$7,46.10^{-1}$	0,744
	4	$5,70.10^{-1}$	$4,00.10^{-3}$	$7,43.10^{-1}$	0,737
4	1	$9,12.10^{-2}$	$3,00.10^{-4}$	$7,74.10^{-1}$	0,774
Suite page suivante ...					

<sup>1</sup>Pour plus de précision, voir les travaux de Beaudouin & Rycx (2000), concernant les sources sédimentaires du bassin versant du Rhône

... suite de la page précédente					
N° campagne	N° couche	$\tau_{ce}$ ( $N.m^{-2}$ )	e ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	Profondeur (m)	Porosité
	2	$1,40.10^{-1}$	$3,00.10^{-4}$	$7,73.10^{-1}$	0,773
	3	$2,00.10^{-1}$	$6,00.10^{-4}$	$7,71.10^{-1}$	0,770
	4	$2,49.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	$7,70.10^{-1}$	0,767
	5	$3,00.10^{-1}$	$2,00.10^{-3}$	$7,69.10^{-1}$	0,762
	6	$3,35.10^{-1}$	$2,00.10^{-3}$	$7,66.10^{-1}$	0,755
	7	$3,84.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$7,62.10^{-1}$	0,744
	8	$4,16.10^{-1}$	$1,20.10^{-3}$	$7,58.10^{-1}$	0,728
	9	$5,17.10^{-1}$	$7,00.10^{-3}$	$7,48.10^{-1}$	0,702
5	1	$5,00.10^{-2}$	$1,00.10^{-5}$	$7,50.10^{-1}$	0,750
	2	$3,20.10^{-1}$	$3,00.10^{-3}$	$7,45.10^{-1}$	0,745
	3	$3,53.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$7,42.10^{-1}$	0,737
	4	$4,08.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$7,38.10^{-1}$	0,725
	5	$4,72.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$7,29.10^{-1}$	0,704
	6	$5,88.10^{-1}$	$5,00.10^{-2}$	$7,26.10^{-1}$	0,679
	7	$6,38.10^{-1}$	$4,00.10^{-2}$	$7,18.10^{-1}$	0,647
6	1	$3,87.10^{-2}$	$1,00.10^{-3}$	$7,05.10^{-1}$	0,705
	2	$8,94.10^{-2}$	$1,00.10^{-3}$	$7,02.10^{-1}$	0,702
	3	$1,43.10^{-1}$	$2,00.10^{-3}$	$7,00.10^{-1}$	0,698
	4	$1,98.10^{-1}$	$7,00.10^{-3}$	$6,94.10^{-1}$	0,688
	5	$2,46.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$6,89.10^{-1}$	0,672
	6	$3,33.10^{-1}$	$1,00.10^{-2}$	$6,80.10^{-1}$	0,648
7	1	$3,00.10^{-2}$	$1,00.10^{-3}$	$7,01.10^{-1}$	0,701
	2	$8,94.10^{-2}$	$1,00.10^{-3}$	$6,98.10^{-1}$	0,698
	3	$1,41.10^{-1}$	$7,00.10^{-3}$	$6,96.10^{-1}$	0,693
	4	$1,49.10^{-1}$	$3,00.10^{-3}$	$6,94.10^{-1}$	0,685
	5	$1,89.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	$6,85.10^{-1}$	0,669
	6	$3,19.10^{-1}$	$4,00.10^{-3}$	$6,56.10^{-1}$	0,624
	7	$3,98.10^{-1}$	$4,00.10^{-3}$	$6,32.10^{-1}$	0,555
	8	$4,40.10^{-1}$	$2,00.10^{-3}$	$6,29.10^{-1}$	0,482
8	1	$3,00.10^{-2}$	$1,32.10^{-5}$	$8,09.10^{-1}$	0,809
	2	$3,82.10^{-1}$	$4,00.10^{-3}$	$8,05.10^{-1}$	0,805
	3	$3,98.10^{-1}$	$8,00.10^{-4}$	$8,03.10^{-1}$	0,799
	4	$4,80.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	$8,00.10^{-1}$	0,790
Suite page suivante ...					

... suite de la page précédente					
N° campagne	N° couche	$\tau_{ce} (N.m^{-2})$	$e (kg.m^{-2}.s^{-1})$	Profondeur (m)	Porosité
	5	$5,30.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	$7,99.10^{-1}$	0,780
9	1	$3,75.10^{-2}$	$1,00.10^{-4}$	$8,03.10^{-1}$	0,803
	2	$6,60.10^{-2}$	$2,00.10^{-4}$	$8,03.10^{-1}$	0,803
	3	$1,10.10^{-1}$	$2,00.10^{-4}$	$8,03.10^{-1}$	0,802
	4	$1,89.10^{-1}$	$8,00.10^{-4}$	$8,02.10^{-1}$	0,801
	5	$2,36.10^{-1}$	$9,00.10^{-4}$	$8,02.10^{-1}$	0,800
	6	$2,78.10^{-1}$	$2,00.10^{-4}$	$8,01.10^{-1}$	0,798
	7	$3,56.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	$8,00.10^{-1}$	0,795
	8	$4,00.10^{-1}$	$4,00.10^{-4}$	$8,00.10^{-1}$	0,791
10	1	$5,86.10^{-2}$	$3,00.10^{-5}$	$6,77.10^{-1}$	0,677
	2	$2,14.10^{-1}$	$2,00.10^{-3}$	$6,75.10^{-1}$	0,675
	3	$2,62.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$6,68.10^{-1}$	0,667
	4	$3,35.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$6,71.10^{-1}$	0,661
	5	$3,75.10^{-1}$	$1,00.10^{-2}$	$6,55.10^{-1}$	0,640
	6	$4,59.10^{-1}$	$6,00.10^{-3}$	$6,54.10^{-1}$	0,617
	7	$5,58.10^{-1}$	$8,00.10^{-3}$	$6,35.10^{-1}$	0,575
	8	$6,30.10^{-1}$	$1,50.10^{-2}$	$6,32.10^{-1}$	0,530
	9	$6,83.10^{-1}$	$3,00.10^{-2}$	$6,20.10^{-1}$	0,474

TABLEAU 9.2.1: Résultats des analyses du sédiment pour chaque couche et chaque expérience de remise en suspension : tension critique d'érosion, taux d'érosion, profondeur de la couche et porosité.

Les valeurs de la porosité ont été estimées aux profondeurs des couches déduites de la formule 7.4.3. La résolution des mesures de porosité est de 5 mm. Il faut donc interpoler des valeurs de la porosité pour avoir celles correspondantes aux couches en érosion, en supposant que les variations sont linéaires. La porosité varie entre la valeur  $n_0$  à l'interface et  $n_1$  sur une épaisseur  $z_1$ . Le gradient de porosité vaut donc :

$$G = \frac{n_1 - n_0}{z_1} \quad (9.2.1)$$

Les mesures de concentration permettent de mesurer l'épaisseur théorique  $z$  du sédiment érodé. La valeur de la porosité est interpolée linéairement grâce au gradient et son expression en fonction de la profondeur vaut :

$$n(z) = n_0 + G \cdot z \quad (9.2.2)$$

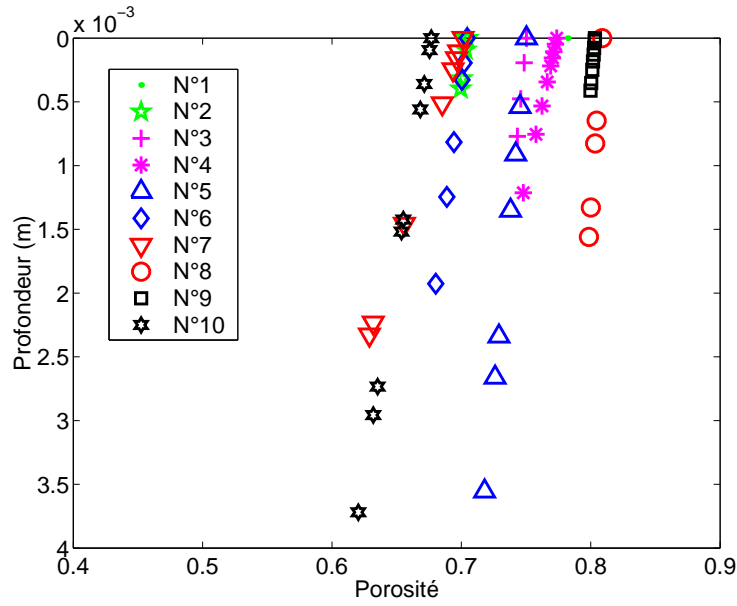


FIGURE 9.2.1: Évolution de la porosité interpolée en fonction de la profondeur des couches.

Pour chaque couche  $i$ , marquée par la profondeur  $z_i$ , une valeur de la porosité est ainsi attribuée. La figure 9.2.1 donne l'évolution de la porosité en fonction de la profondeur des couches érodées sur la base de cette interpolation.

La figure 9.2.3 donne l'évolution de la tension critique d'érosion en fonction de la porosité. Les profils étant fins, il est préférable de les tracer en fonction de l'état de compaction<sup>2</sup> de la couche, ce qui est proposé à la figure ???. Une forme de similarité semble apparaître. Les résultats du seuil d'érosion dans les coordonnées de Shields sont présentés à la figure. 9.2.4. Cette représentation utilise la taille calculée sur la base du  $d_{30}$  (cf. Tab. 9.1.1). Il y a une seule valeur de la granulométrie pour toutes les couches d'une même série d'expérience. Ceci explique pourquoi les points d'une même expérience sont alignés sur une même droite, formant en échelle logarithmique une famille de droites parallèles de pente 2. Par ailleurs, la granulométrie de l'expérience n° 3 semble très grande par rapport au seuil d'érosion de la couche non consolidée.

### 9.3 Résultats pour la cinétique d'érosion

La figure 9.3.1 donne l'évolution de la vitesse d'érosion  $W_e^0 = \frac{e}{\rho_s \cdot (1-n)}$  en fonction de la tension critique d'érosion. Les résultats sur la cinétique s'expriment souvent par une équation du type  $e = a \cdot \tau_{ce}^b$ , conformément à Mehta *et al.* (1989). Pour nos expériences,

<sup>2</sup>La compaction est définie par le rapport entre les fractions volumiques solides de la couche et celle maximale atteinte d'après le profil. Ceci est détaillé au paragraphe suivant.

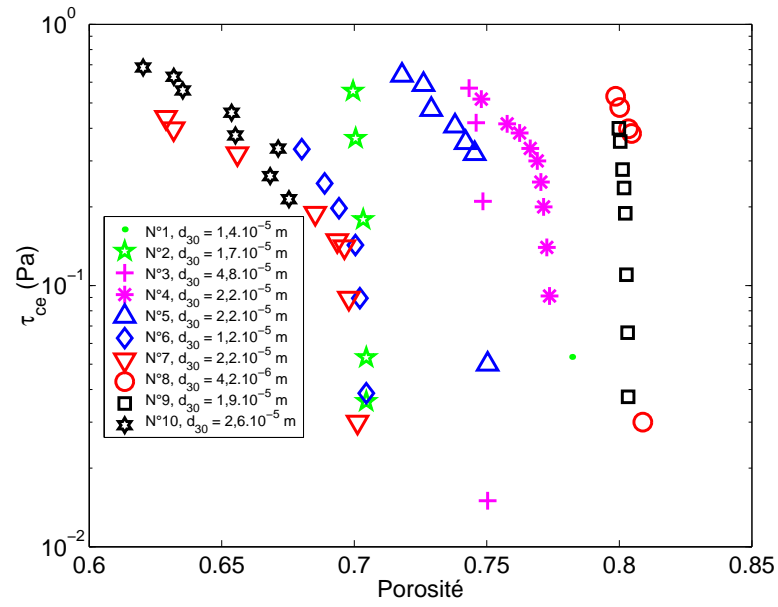


FIGURE 9.2.2: Évolution de la tension critique d'érosion en fonction de la porosité.

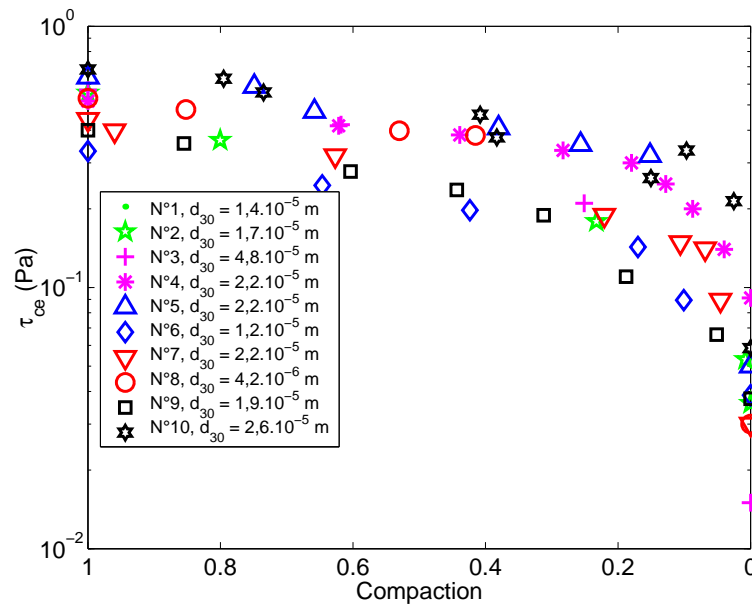


FIGURE 9.2.3: Évolution de la tension critique d'érosion en fonction de la compaction.

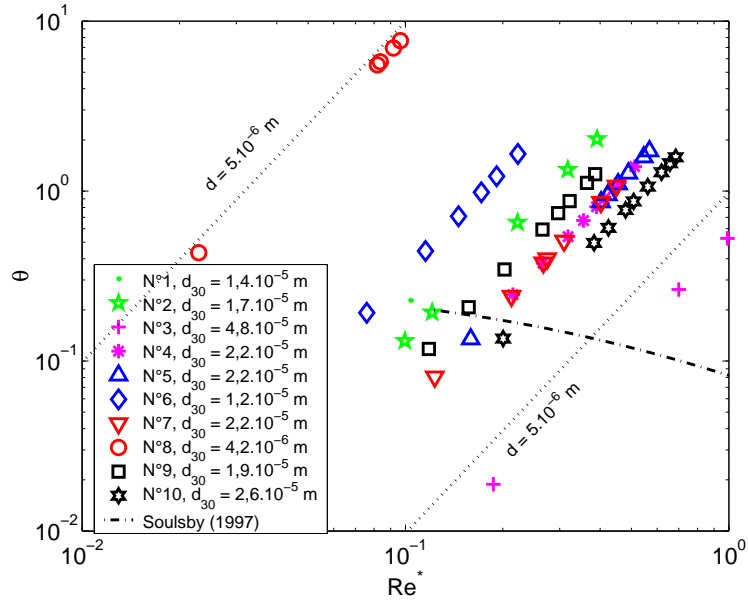


FIGURE 9.2.4: Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds particulaire.

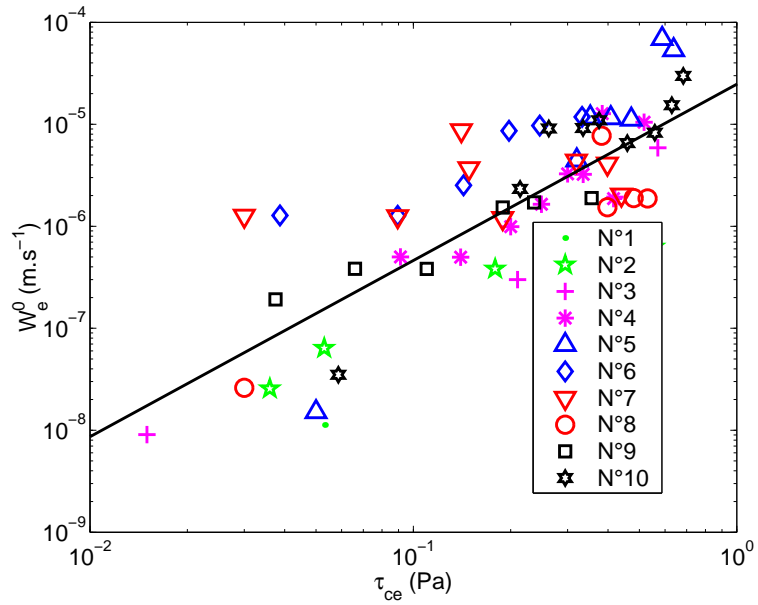


FIGURE 9.3.1: Évolution de la vitesse d'érosion en fonction de la tension critique d'érosion.



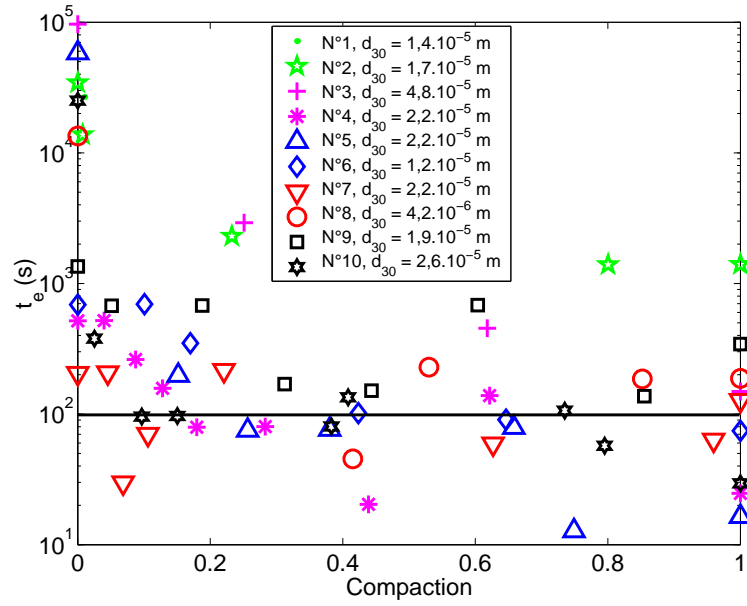


FIGURE 9.3.2: Évolution du temps caractéristique de l'érosion en fonction de la compaction.

nous utilisons la vitesse d'érosion  $W_e^0$  plutôt que le taux d'érosion, d'où :

$$W_e^0 = 2 \cdot 10^{-5} \cdot \tau_{ce}^{1,67} \quad (9.3.1)$$

avec un coefficient de corrélation  $R^2 = 0,6$ .

Pour tenter de trouver un sens physique à cette vitesse, nous nous plaçons à l'échelle de la particule. Prenons la taille caractéristique des particules  $d_{30}$ . Nous définissons un temps caractéristique de l'érosion  $t_e$  :

$$t_e = \frac{d_{30}}{W_e^0} \quad (9.3.2)$$

Ce temps est celui requis pour que l'interface soit déplacée d'une taille de particule. Nous choisissons de représenter son évolution par des couples  $(t_e; c)$ , où  $c$  est la compaction du milieu donnée par :

$$c = \frac{n_{max} - n}{n_{max} - n_{min}} \quad (9.3.3)$$

Ce jeu de paramètres permet de comparer les différentes expériences entre elles, dont les cinétiques, les granulométries et les porosités varient ensemble. La figure 9.3.2 présente ces valeurs. Deux régimes sont identifiables : le temps décroît très rapidement pour des valeurs de la compaction inférieures à environ 0,1, puis il se stabilise autour d'une valeur proche de 100 s, quelles que soient l'expérience considérée et la valeur de la compaction. Ce comportement à deux tendances est à rapprocher de l'existence des couches consolidées

et non consolidées. Il apparaît nécessaire d'approfondir ces premiers résultats, n'ayant pas trouvé de données comparables en bibliographie.

# Chapitre 10

## Applications

### 10.1 Application du modèle à la remise en suspension dans HERODE

#### 10.1.1 Paramétrage du modèle

Le modèle d'évaluation du seuil donne la contrainte critique d'érosion d'un lit sédimentaire, grâce à la connaissance de la granulométrie et de la porosité. Ces paramètres sont mesurés expérimentalement, comme cela a été présenté au chapitre 7.

La granulométrie est mesurée tous les 5 *mm*. Or les profondeurs des couches d'érosion sont toutes inférieures à l'épaisseur de la première couche pour la granulométrie. Donc nous supposons que la granulométrie est constante sur l'ensemble des couches d'érosion. Les premiers tests ont révélé un besoin d'ajuster le modèle. Il est possible de jouer sur le nombre de coordination par l'intermédiaire de  $d_m$ . Son intervention en tant que paramètre géométrique rend compte des incertitudes du modèle d'une part, mais aussi des incertitudes sur la mesure des paramètres d'entrée : la porosité et la profondeur des couches. En traitant individuellement chaque couche, il est possible de faire coller exactement les données modélisées sur les données expérimentales. Mais le but n'est pas de donner l'illusion d'une précision extrême qui n'a pas de sens lorsqu'il s'agit d'un sédiment naturel et pour un modèle simple. À coup sûr, cela aurait été possible, en corrigeant le gradient de porosité et la profondeur de chaque couche. Le choix s'est orienté vers le diamètre minimal  $d_m$  pour l'ajustement.

#### 10.1.2 Comparaison entre le modèle et les expériences

Les résultats de chaque campagne de remise en suspension (cf. chapitre 8) sont comparés aux résultats du modèle développé aux chapitres 3 et 4. Les valeurs du diamètre  $d_m$

N° exp.	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$d_m$ ( $10^{-8}m$ )	4,5	4,8	6,3	7	9,5	13	5,5	4	9

TABLEAU 10.1.1: Paramètre de calage d'érosion des expériences.

servant au calcul sont reportées au tableau 10.1.1. Pour chaque expérience, l'ajustement de  $d_m$  s'est fait par rapport à la plus grande valeur de  $\theta$  : en conséquence toutes les autres valeurs intermédiaires subissent le même ajustement. Les graphes correspondants sont représentés aux figures suivantes. Les points modélisés correspondant aux couches de surface sont situés sur la tendance de Soulsby (1997), par construction du modèle. L'ajustement s'est fait pour que les plus grandes valeurs du paramètre de Shields expérimental soient le mieux approchées par le modèle. L'analyse de ces graphiques porte donc sur les valeurs intermédiaires. Comme le révèlent ces graphiques, le modèle retrouve plutôt bien les données expérimentales, mais certaines couches se trouvent mal approchées. Les sources d'erreur sont multiples. Du côté expérimental, l'évaluation de la profondeur est approximative, basée sur la mesure turbidimétrique (fonction de la granulométrie), la mesure de la concentration de la suspension (prélèvements d'eau fonction de la profondeur de prélèvement), la mesure de la porosité. Du côté du modèle, la principale erreur provient de la densité hétérogène des courbes d'érosion en fonction de la porosité. En effet, revenons sur la figure 5.2.1 : pour un pas constant, la densité de courbes est plus forte pour les faibles valeurs de la consolidation. Cela signifie que le modèle est moins sensible aux fortes valeurs de la porosité (cas peu consolidé) qu'il ne l'est pour un sédiment consolidé.

Pour comparer l'ensemble des résultats, comparons les valeurs expérimentales et modélisées des nombres de Reynolds (Fig. 10.1.2) ainsi que des paramètres de Shields (Fig. 10.1.3).

Les points sont assez bien alignés sur une droite. La regression linéaire passant par 0 a pour équation, dans le cas des nombres de Reynolds :

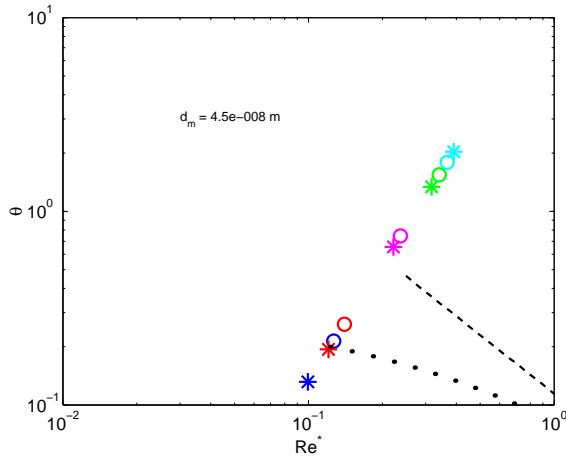
$$Re_{mod}^* = 0,907.Re_{exp}^* \quad (10.1.1)$$

avec un coefficient de corrélation  $R^2 = 0,923$ . Voici pour la comparaison des paramètres de Shields  $\theta$  :

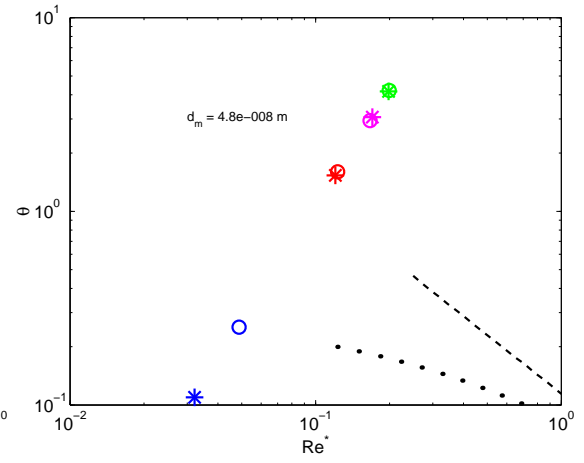
$$\theta_{mod} = 0,923.\theta_{exp} \quad (10.1.2)$$

avec un coefficient de corrélation  $R^2 = 0,967$ .

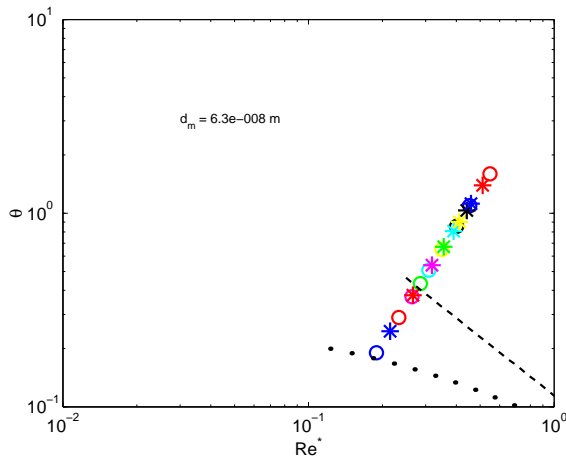
La droite de pente 1 montre la tendance exacte où les valeurs modélisées sont exactement les mêmes que celles des expériences. Dans les deux cas, les valeurs semblent s'aligner sur des droites pente un peu inférieures à 1 : les points expérimentaux sont légèrement sous



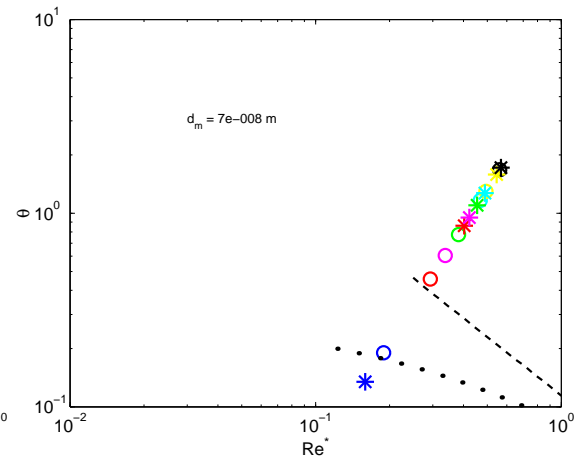
(a) N° 2



(b) N° 3



(c) N° 4



(d) N° 5

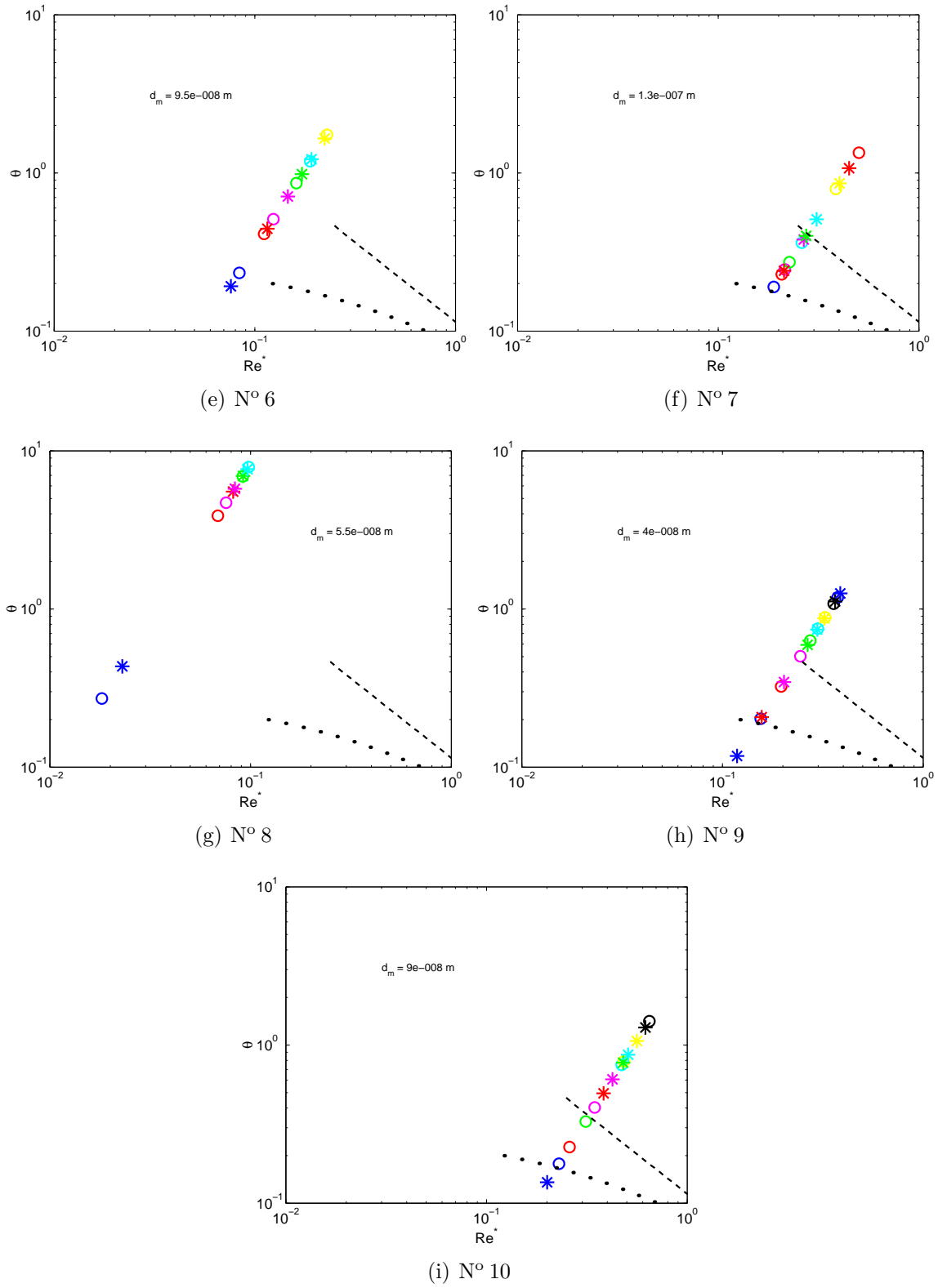


FIGURE 10.1.1: Comparaison des résultats des expériences (étoile) et de la modélisation (cercles).

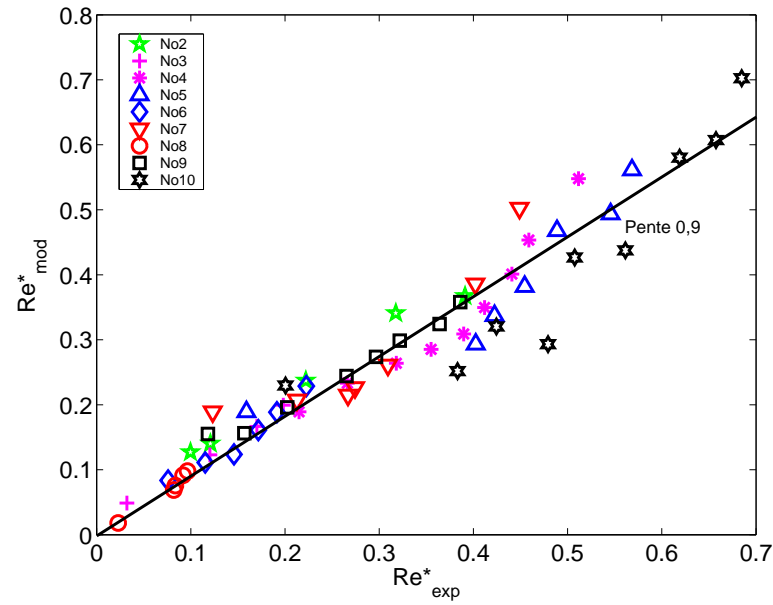


FIGURE 10.1.2: Comparaison des nombres de Reynolds modélisés en fonction des nombres de Reynolds expérimentaux pour toutes les expériences.

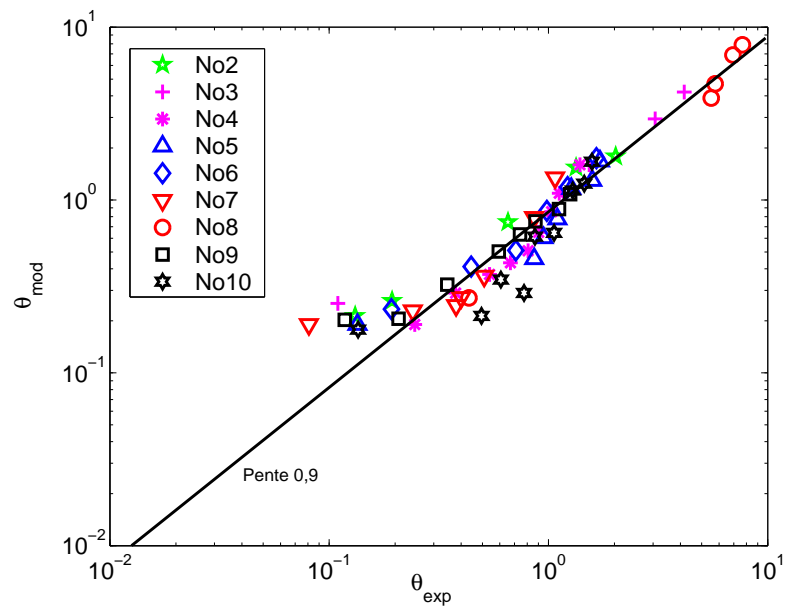


FIGURE 10.1.3: Comparaison des paramètres de Shields modélisés en fonction des paramètres de Shields expérimentaux pour toutes les expériences.

N° exp.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\beta_s$ ( $m^{-1}$ )	50	60	200	160	101	200	190	50	60	150

TABLEAU 10.2.1: Paramètre de calage de la loi d'Athy sur les profils expérimentaux de porosité.

estimés par le modèle. Pour les faibles valeurs du seuil d'érosion, une déviation apparaît où le modèle a tendance à surestimer les expériences. Ceci vient de l'erreur faite sur la prévision de la vitesse de frottement  $u^*$  de la première couche, qui est parfois inférieure au plateau de Soulsby (1997) (voir Fig. 10.1(a), 10.1(b), 10.1(d), 10.1(e), 10.1(h), 10.1(i)). Cette déviation n'apparaît pas sur la comparaison des nombres de Reynolds, car la vitesse de frottement intervient linéairement.

## 10.2 Paramétrage du modèle de compaction à partir des mesures de porosité

Nous n'avons pas eu accès à la mesure des contraintes effectives pour nos expériences. Les profils verticaux de porosité sont alors approchés par la loi d'Athy (cf. §. 2.4.5.1) que nous rappelons ci-dessous :

$$n(z) = n_{\infty} + (n_0 - n_{\infty}).e^{-\beta_s.z} \quad (10.2.1)$$

Nous avons procédé au calage de cette loi sur les profils expérimentaux de porosité, optimisé selon la valeur du coefficient  $\beta_s$  par la méthode des moindres carrés. Les valeurs du coefficient sont reportées dans le tableau 10.2.1. La valeur de  $n_{\infty}$  imposée est la valeur minimale pour chacun des profils expérimentaux. La figure 10.2.1 présente la comparaison entre les profils expérimentaux et modélisés. Les tendances sont fidèles aux expériences. Néanmoins, les hétérogénéités des mesures ne sont pas reproduites. Deux sources peuvent être identifiées. D'une part, les teneurs relatives en grosses particules et fines particules ne sont pas prises en compte alors qu'elle influent beaucoup sur la valeur de la porosité. Par exemple la compacité maximale d'un sable vaseux<sup>1</sup> est plus élevée que celle d'une vase sableuse<sup>2</sup> (Revil *et al.*, 2002). D'autre part, les hétérogénéités de l'historique de chargement<sup>3</sup> ne sont pas non plus considérées alors qu'elles marquent irréversiblement l'état de compaction.

<sup>1</sup>Cas où il y a plus de sable que d'argiles.

<sup>2</sup>Cas où la proportion en argile est supérieure à celle en sable.

<sup>3</sup>Alternance de phases de dépôt, consolidation et érosion.



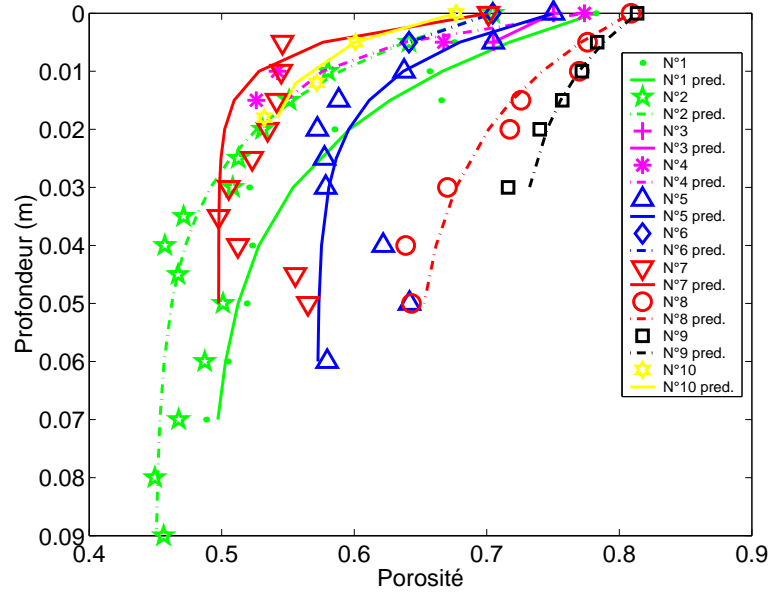


FIGURE 10.2.1: Résultat du calage de la loi d'Athy sur les profils expérimentaux de porosité.

Nous comparons donc les valeurs des gradients près de l'interface (ou première couche) d'après la loi d'Athy et la loi linéaire utilisée (cf. § 10.1.1, Eq. 9.2.1). Le gradient vertical de porosité s'obtient à partir de la loi d'Athy en dérivant l'équation 2.4.4 par rapport à  $z$  :

$$\frac{dn}{dz} = -\beta_s \cdot (n_0 - n_\infty) \cdot e^{-\beta_s \cdot z} \quad (10.2.2)$$

À proximité de l'interface ( $z \simeq 0$ ), on retrouve la pente de l'approximation linéaire par :

$$\frac{dn}{dz} = -\beta_s \cdot (n_0 - n_\infty) \quad (10.2.3)$$

La comparaison entre les équations 10.2.3 et 9.2.1 est proposée à la figure 10.2.2. Les points s'alignent plus ou moins bien sur une droite d'équation  $y = x$ . L'approximation linéaire semble donc représentative des profils de porosité, et ce choix est donc à posteriori justifié et validé. Cette formule est analogue à celles utilisées dans la littérature (Amos *et al.*, 2004; Sanford & Maa, 2001).

### 10.3 Modèle de compaction

Le paramètre de compaction statique  $\beta_s$  renseigne sur le lien entre la contrainte et l'état de compaction. Une fois obtenu par les expériences, il est mis en lien avec la situation dynamique présentée à la section 2.4.5.3, qui fait appel au coefficient de compressibilité

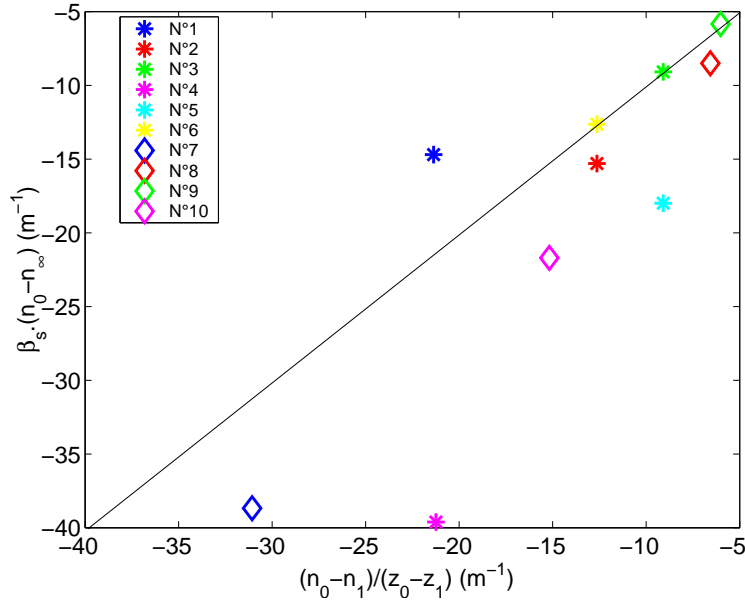


FIGURE 10.2.2: Comparaison des gradients verticaux de porosité obtenus par l'approximation sur la loi d'Athy et par le gradient linéaire.

$m_v$  (Eq. 2.4.14). Nous faisons l'hypothèse que la porosité dépend de la profondeur par l'intermédiaire des contraintes effectives  $\sigma'$ . Cela peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{dn}{dz} = \frac{dn}{d\sigma'} \frac{d\sigma'}{dz} \quad (10.3.1)$$

où l'on reconnaît le coefficient  $m_v = -\frac{dn}{d\sigma'}$ . Ensuite dans le domaine des faibles contraintes effectives, nous supposons une variation linéaire avec la profondeur, sans tenir compte de la porosité :

$$\sigma' = g \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot z + \sigma'_0 \quad (10.3.2)$$

Cette relation donne le gradient vertical de contraintes effectives :

$$\frac{d\sigma'}{dz} = g \cdot (\rho_s - \rho_w) \quad (10.3.3)$$

Le coefficient de compressibilité s'obtient alors par combinaison des relations 2.4.14, 10.3.1 et 10.3.3 :

$$m_v = \frac{\beta_s \cdot (n_0 - n_\infty)}{g \cdot (\rho_s - \rho_w)} \quad (10.3.4)$$

Par ailleurs, la relation 10.3.2 peut s'inverser pour donner explicitement  $z$  en fonction de  $\sigma'$  :

$$z = \frac{\sigma' - \sigma'_0}{g \cdot (\rho_s - \rho_w)} \quad (10.3.5)$$

$C$	$\mu$	$d_{10}$	$n_0$	$n_\infty$	$\rho_s$	$\rho_w$	$g$
0.005	0.001	$10^{-6}$	0,8	0,476	2650	1000	10

TABLEAU 10.3.1: Valeurs des paramètres utilisés pour la résolution numérique de la compaction, cas sans apport de matières.

Le profil vertical de porosité est donné par substitution de Eq. 10.3.5 dans l'équation 10.2.1 :

$$n = n_\infty + (n_0 - n_\infty).e^{\left(-\frac{\beta_s}{g \cdot (\rho_s - \rho_w)} \cdot (\sigma' - \sigma'_0)\right)} \quad (10.3.6)$$

Le profil de porosité est parfaitement déterminé à partir du profil de contraintes effectives. Voici une application succincte du modèle de consolidation dynamique de Lee, développé à la section 2.4.5. Pour les couches superficielles de nos sédiments, nous nous plaçons dans le cas particulier où la perméabilité est uniquement fonction de la porosité (Eq. 2.4.13), modifiée de la manière suivante :

$$k = \frac{C}{\mu} \cdot \frac{(n - n_\infty)^2}{(1 - n)^{1/3}} \cdot d_{10}; \quad (10.3.7)$$

Nous utilisons la relation E.4.14, rappelée ci-dessous en contraintes effectives :

$$\frac{\partial^2 \sigma'}{\partial z^2} + \frac{1}{C_v} \left( g \cdot D - \frac{\partial \sigma'}{\partial t} \right) = 0 \quad (10.3.8)$$

De plus nous nous plaçons dans les conditions expérimentales des expériences. La colonne sédimentaire mesure 10 *cm* d'épaisseur, initialement composée de sédiments de porosité égale à celle au moment du dépôt  $n_0$ , et dont la contrainte effective est donnée par une valeur initiale  $\sigma'_0$ . Par ailleurs, nous imposons un drainage de l'eau interstitielle vers le haut : le fond de la colonne sédimentaire est imperméable.

Par nature les équations sont diffusives. Nous testons le schéma de résolution par un cas test simple où il n'y a pas de chargement :  $D = 0$ . Les valeurs numériques affectées aux variables du problème sont proposées au tableau 10.3.1. Nous avons choisi une valeur du coefficient de compressibilité statique  $\beta_s = 100$ , valeur caractéristique évaluée précédemment (cf.Tab. 10.2.1). Le temps de simulation est de  $T = 5000$  *s*, avec un pas en temps de 10 *s* et le pas en espace est de  $dz = 0,005$  *m*. La figure 10.3.1 représente l'évolution des contraintes effectives en fonction de la profondeur pour différents instants. Nous vérifions ainsi que le modèle numérique est bien de nature diffusive puisque les contraintes effectives tendent à varier linéairement avec la profondeur.

Il est désormais possible de simuler la compaction de la colonne sédimentaire sous un

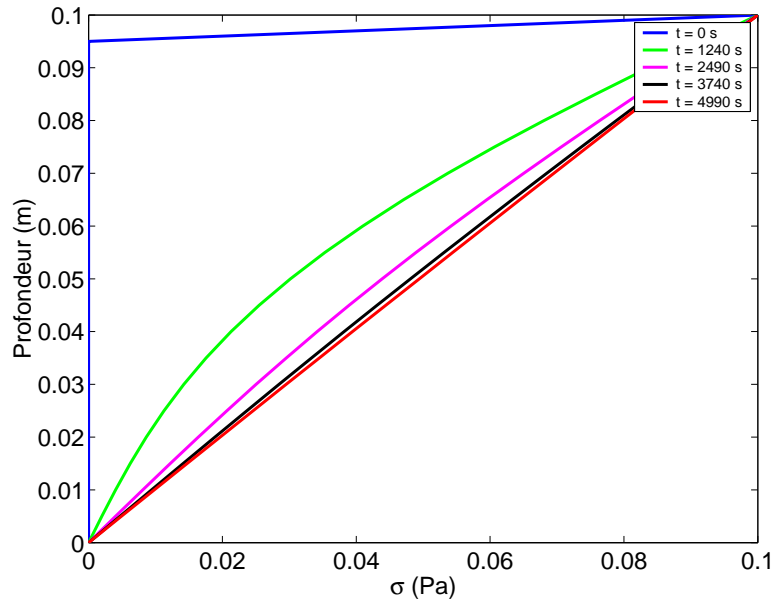


FIGURE 10.3.1: Évolution de la contrainte effective  $\sigma'$  en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas sans apport de matières.

$C$	$\mu$ $kg.m^{-1}.s^{-1}$	$d_{10}$ $m$	$n_0$	$n_\infty$	$\rho_s$ $kg.m^{-3}$	$\rho_w$ $kg.m^{-3}$	$g$ $m.s^{-2}$	$\sigma'_0$ $Pa$	$D$ $kg.m^{-2}.s^{-1}$
0.005	0.001	$10^{-6}$	0,8	0,6	2650	1000	10	0,1	$10^{-5}$

TABLEAU 10.3.2: Valeurs des paramètres utilisés pour la résolution numérique de la compaction, cas avec apport de matières.

chargement constant, correspondant au dépôt de sédiments. Le taux de dépôt est fixé à  $D = 10^{-5} kg.m^{-2}.s^{-1}$ , valeur caractéristique. Voici les résultats sous forme de profils de contrainte effective  $\sigma'(z)$ , de profils de porosité obtenus par application de la relation 10.3.6. Le temps de simulation est de  $T = 1,36.10^6 s$ , qui correspond environ à 15 jours, avec un pas en temps de 50 s. La colonne sédimentaire mesure 0,1 m, et le pas en espace est de 0,01 m. Les paramètres utilisés sont présentés au tableau 10.3.2. Les tendances sont observables sur les figures 10.3.2 et 10.3.3. Les ordres de grandeur sont tout à fait acceptables, bien que la porosité évolue peu dans l'intervalle de temps de la simulation. Des instabilités numériques apparaissent pour des temps plus grands.

Une fois le profil de porosité obtenu et en connaissant le profil granulométrique, il est alors facile d'utiliser la fonction qui donne la vitesse critique de frottement pour l'érosion d'une particule (cf. § 5). Les paramètres utilisés pour le calcul de cette vitesse sont proposés au

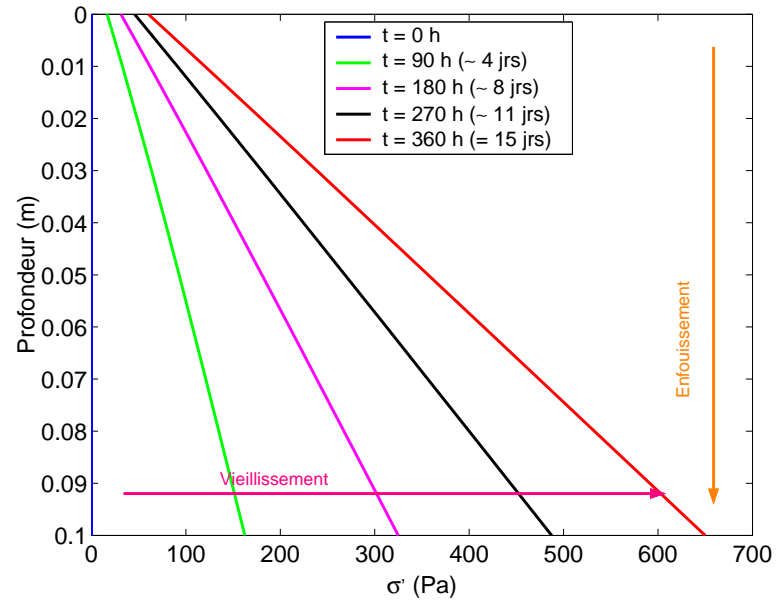


FIGURE 10.3.2: Évolution de la contrainte effective  $\sigma'$  en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières.

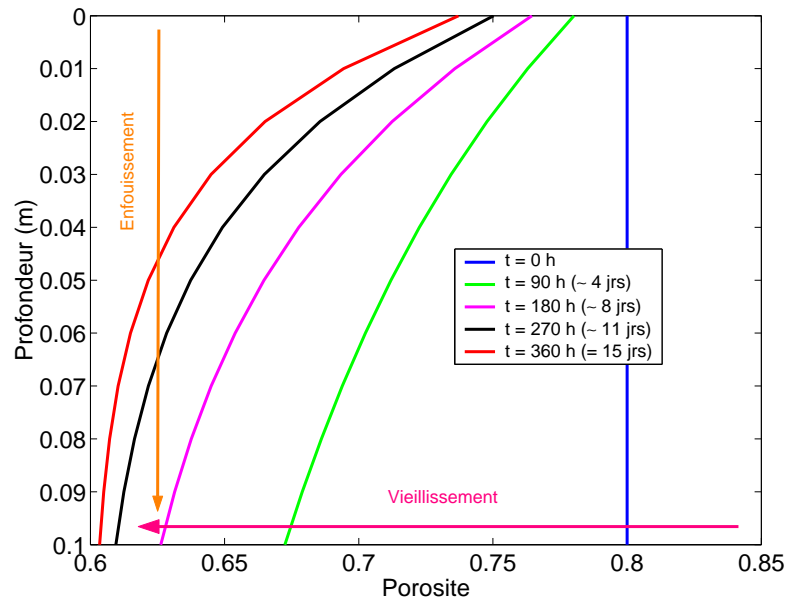


FIGURE 10.3.3: Évolution de la porosité  $n$  en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières.

$n_c$	$n_{max}$	$d_m(m)$	$\Phi$
$1 - \frac{\pi}{6}$	1	$2,5 \cdot 10^{-7}$	52,5

TABLEAU 10.3.3: Valeurs des paramètres utilisés le calcul de la vitesse critique d'érosion.

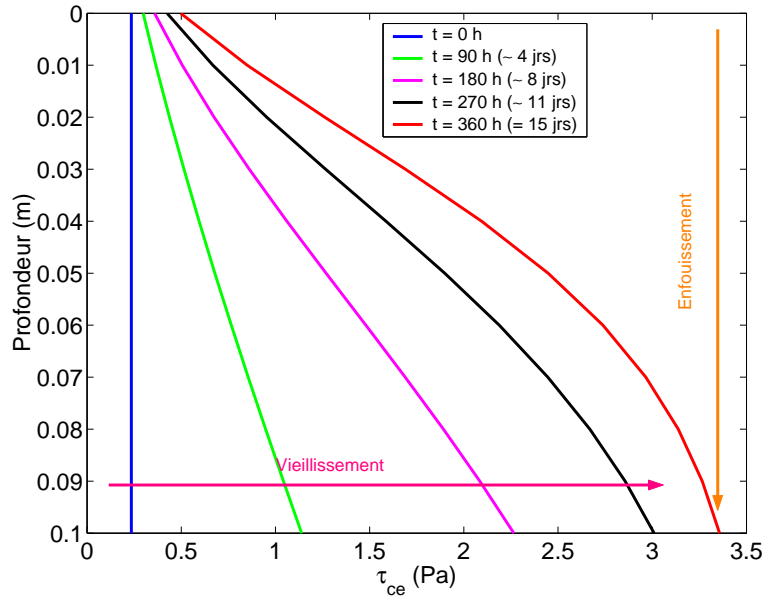


FIGURE 10.3.4: Évolution de la contrainte critique d'érosion  $\tau_{ce}$  en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières.

tableau 10.3.3. La figure 10.3.4 présente la profil vertical de contrainte critique d'érosion. La tendance indiquée par ce graphique révèle une augmentation de la tension critique d'érosion avec le temps et la profondeur. Bien sûr aucune comparaison n'est possible pour le moment, les données manquant à l'appel. Ce premier calcul présente des limites. D'une part le modèle de compaction n'est valide que pour de faibles chargements  $\frac{\partial H}{\partial t} \ll \frac{\partial \sigma'}{\partial t}$ . D'autre part, une assez grande imprécision est introduite par l'usage de la loi linéaire qui relie la contrainte effective à la porosité. Ce dernier point explique pourquoi les profils de porosité présentés sur la figure 10.3.3 tendent vers une distribution en créneau, qui n'est pas réaliste. Il est nécessaire d'intégrer une variation du domaine de calcul pour prendre l'épaississement lié au dépôt et conserver une valeur constante de la contrainte effective à l'interface entre l'eau et le sédiment. Ceci procure un exemple simple de modélisation des effets du vieillissement et de l'enfouissement sur le seuil d'érosion, qui couple le modèle d'évaluation de la tension critique d'érosion développé au cours de cette thèse (cf. chap. 3) et un modèle classique de compaction de la littérature (Lee, 1968) basé sur l'approche de

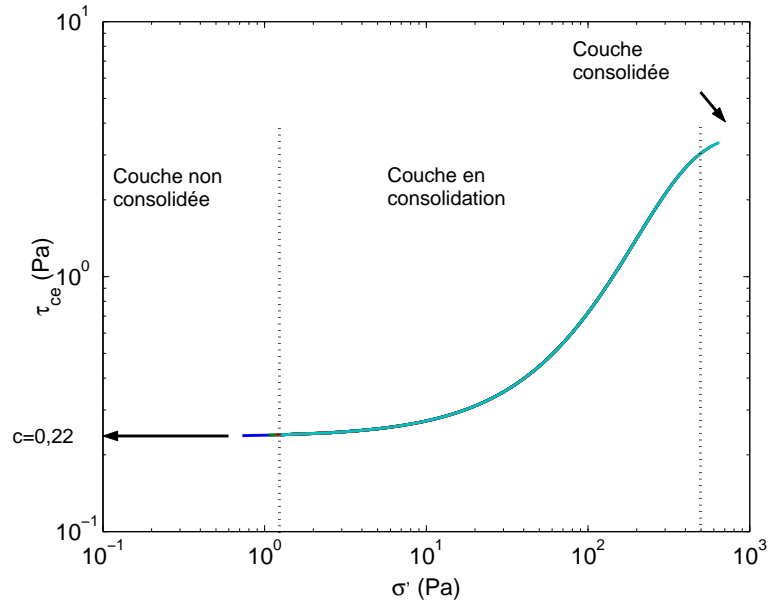


FIGURE 10.4.1: Diagramme de type Mohr-Coulomb pour l'érosion d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire : évolution de la contrainte critique de cisaillement fluide en fonction de la contrainte effective à partir des simulations numériques proposées.

Terzaghi.

## 10.4 Diagramme de type Mohr-Coulomb

Un rapprochement avec la géotechnique est proposé dans cette section. En effet, habituellement, le diagramme de Mohr-Coulomb est utilisé pour caractériser le lien entre le cisaillement et les contraintes dans le matériau. Par des séries de cisaillement sur des échantillons, l'enveloppe de rupture est construite point par point, devenant une caractéristique du matériau.

Dans notre cas, la rupture est obtenue par application d'un cisaillement exercé par un fluide en écoulement. Pour utiliser la représentation de Mohr-Coulomb, il faut avoir en abscisse les contraintes effectives et en ordonnée la contrainte critique d'érosion. Voici une illustration du cas où la valeur de  $n_c$  est imposée inférieure à la porosité critique de compaction maximale  $n_\infty$ , sur la base de la modélisation présentée à la section précédente. Le diagramme est obtenu en traçant les profils verticaux de  $\tau_{ce}$  en fonction de  $\sigma'$ , pour différents temps de simulation. Nous vérifions la tendance vers une asymptote horizontale, puisque  $n_\infty > n_c$ . Les effets du temps y sont visibles : la droite horizontale bleue correspond au premier pas en temps, pour lequel la contrainte critique d'érosion est constante quelle que soit la profondeur. Ce type de représentation paraît intéressant pour le pa-

ramétrage (épaisseur et paramètres sédimentaires des trois compartiments sédimentaires : couches interface, active et passive, cf. Fig. 10.3.2) du modèle de type boîte CASTEAUR présenté par Boyer *et al.* (2005). En effet, ce diagramme permet d'identifier ces trois couches à partir de ses trois zones caractéristiques. Pour le cas considéré, correspondant aux valeurs des paramètres données dans les tableaux 10.3.2 et 10.3.3, la couche interface correspond à  $\sigma' \lesssim 1$  pour laquelle  $\tau_{ce}$  est constante ; la couche active celle qui concentre l'essentiel des variations de  $\tau_{ce}$  ( $1 < \sigma' < 100$ ) ; la couche passive est marquée par une contrainte critique constante, non visible sur ce graphique. La couche interface a effectivement une épaisseur quasiment nulle de l'ordre de quelques épaisseurs de grains et la couche active mesure environ 3 *cm*.

Sur cette base il est possible de faire ce type de représentation avec les données expérimentales. En reprenant les données du tableau 9.2.1, la représentation du diagramme de Mohr-Coulomb utilise en ordonnée les valeurs de la tension critique d'érosion. En abscisse il nous faut une contrainte effective qui provienne de la porosité, de la granulométrie ainsi que de la profondeur érodée :  $\sigma' = \sigma'(d, n, p)$ . Lorsqu'il n'y a pas de chargement, la contrainte effective est au moins égale au poids de la particule réparti à la surface d'application à l'interface  $S_I$  (cf. § 4.5, Eq. 4.5.1) :

$$\sigma'_0 = \frac{8}{3 \cdot (\pi \cdot (1 - \cos(\Phi)))} \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot d_{50} \quad (10.4.1)$$

La valeur à l'origine des contraintes effectives est donc supposée être une fonction de la granulométrie par l'intermédiaire de  $d_{50}$ , et de l'angle d'enfouissement  $\Phi$ . L'augmentation des contraintes effectives est due à l'épaisseur de sédiments accumulés, d'épaisseur  $z$ , d'où :

$$\sigma' = \sigma'_0 + g \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot \int_0^z (1 - n(z')) \cdot dz' \quad (10.4.2)$$

Les couples de valeurs  $(\sigma', \tau_{ce})$  sont représentés à la figure 10.4.2. Les courbes sont issues de modélisation simples où à une gamme de valeurs de contraintes effectives  $\sigma'$  correspondent les tensions critiques d'érosion  $\tau_{ce}$  obtenues par la porosité déduite de  $\sigma'$  (Eq. 10.3.6). Les trois cas nommés *NC*, *C* et *EC* sont associés respectivement à non consolidé ( $n = n_{max}$ ), consolidé ( $n_{min} = n_c$ ) et en consolidation ( $n_{min} < n_c$ ). Nous illustrons ici trois états possibles de la colonne sédimentaire.

Cette section constitue donc une proposition de représentation de l'érosion, vue comme la rupture sous l'effet d'un cisaillement d'un fluide en mouvement sur une particule ayant connu comme état maximal de consolidation la contrainte effective  $\sigma'$ . La mémoire du chargement du sédiment marque irréversiblement l'érodabilité de la couche considérée.



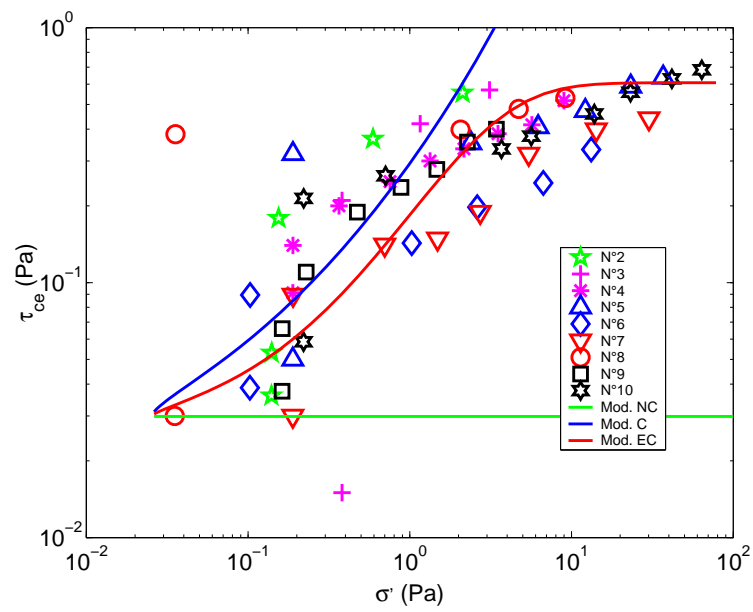


FIGURE 10.4.2: Diagramme de type Mohr-Coulomb pour l'érosion d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire : évolution de la contrainte critique de cisaillement fluide  $\tau_{ce}$  en fonction de la contrainte effective  $\sigma'$  à partir de la porosité et de la granulométrie expérimentales.



## Cinquième partie

### Conclusion



# Bilan des travaux

Afin d'améliorer les modèles de transferts de radionucléides à moyen et long termes dans les cours d'eau, ce travail s'attache à la prise en compte de l'autoconsolidation dans les modèles décrivant l'érosion des sédiments cohésifs.

Pour cela, en première partie nous avons rappelé le couplage entre les transferts de polluants et le transport de matières solides dans un cours d'eau. En particulier à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire, l'ensemble des flux de polluants ont été ramenés aux flux de matière sédimentaire. Le dépôt de sédiments contribue au stockage des polluants dans la colonne sédimentaire, pour des temps de résidence de quelques jours à plusieurs centaines d'années. À moyen et long termes, l'érosion apparaît comme le processus majeur de la remobilisation des polluants stockés dans le lit sédimentaire. L'étude bibliographique sur les sédiments cohésifs consolidés a révélé l'influence de l'autoconsolidation sur l'érosion, et son impact sur le seuil d'érosion. Parmi les sources de cohésion, les propriétés microscopiques des minéraux argileux permettent d'expliquer le comportement macroscopique des dépôts, en faisant le lien entre l'état de consolidation et le seuil d'érosion.

Le présent travail a proposé le développement d'un modèle d'évaluation du seuil d'érosion d'un sédiment cohésif consolidé. L'analyse bibliographique critique de quelques modèles d'évaluation du seuil d'érosion non consolidé a été menée. Elle a permis de choisir une modélisation de base conforme aux observations expérimentales. L'analyse des interactions entre les particules cohésives nous a conduits à considérer la force de Van Der Waals en tant qu'action contribuant le plus à la résistance à l'érosion. L'état de consolidation du sédiment ainsi que l'effet ciment des particules cohésives sur les plus grandes ont été pris en compte par la porosité et le spectre granulométrique, deux grandeurs macroscopiques facilement accessibles. Cette interaction a été intégrée dans le modèle de base pour approcher au mieux le cas non consolidé. Un test préliminaire avec des références bibliographiques a montré que ce modèle original s'avère correct.

Des expériences ont été menées en parallèle, afin de guider le développement du modèle et tester celui-ci. À cet effet, nous avons utilisé le canal HERODE, mis en service au début de

cette thèse, spécialement conçu pour l'étude de l'érosion en laboratoire. Au préalable, sa qualification hydrodynamique a permis de déterminer le frottement du fluide en mouvement grâce à des mesures vélocimétriques. Des résultats originaux sur l'accélération dans un écoulement de tube ont vu le jour et sont en cours de publication. Nos expériences d'érosion artificielle ont utilisé des sédiments naturels prélevés sur site, non remaniés et conservant l'interface eau/sédiment. Les échantillons ont été soumis d'une part aux analyses granulométriques et aux mesures de porosité, et d'autre part, à la mesure du seuil d'érosion dans le canal HERODE. Les campagnes expérimentales ont porté sur des sites de différentes natures, couvrant une large gamme de situations sédimentaires, sur le Rhône et ses affluents. Les résultats des mesures ont alors été obtenus, en conformité avec les tendances attendues dans la littérature.

Ce travail a abouti sur la comparaison de notre modèle d'érosion et de ces résultats expérimentaux. Les mesures complémentaires (porosité et granulométrie) ont servi à paramétrer le calcul. Il en ressort une bonne approximation des seuils d'érosion mesurés. Nous avons aussi illustré la prise en compte de l'autoconsolidation sur la base d'un modèle de consolidation classique. Le paramétrage assuré par nos mesures de porosité a permis de prédire la valeur des seuils d'érosion au delà de la portée des expériences, limitée à quelques millimètres. Enfin, nous proposons une représentation des résultats dans un diagramme de type Mohr-Coulomb, pour une rupture provoquée par l'érosion, dans le domaine des très faibles contraintes effectives. Le diagramme fait apparaître une valeur seuil de la tension critique d'érosion qui peut s'apparenter à la valeur de la cohésion au sens géotechnique du terme.

# Perspectives

Plusieurs horizons s'ouvrent sur ce travail. Ainsi l'implémentation du modèle dans le code de calcul des transferts en rivière peut maintenant être réalisée. Ce modèle qui rend compte de la stratification des couches sédimentaires permettra d'affiner la simulation des temps de résidence des polluants dans les cours d'eau. Le modèle d'évaluation du seuil d'érosion d'une particule est très fin à l'échelle d'un bief hydraulique. Son extension à deux dimensions longitudinale et transversale peut servir à la modélisation du tri granulométrique transversal des dépôts, pour rendre compte du stockage des polluants dans les berges des fleuves, ainsi qu'à la modélisation des échelles géomorphologiques.

Des perspectives de modélisation se profilent également. Le modèle de cohésion que nous proposons peut être amélioré. Il emprunte beaucoup de petits éléments à des disciplines très variées, qu'il faudrait développer pour affiner le travail. Ainsi l'état de compaction d'un mélange hétérogène de particules se situe au cœur du problème, avec également la forme des particules, et la distinction de la nature des argiles à la source de la cohésion. Ceci ouvre une porte vers la prise en compte des effets chimiques, pour prendre en compte des paramètres influents sur l'érosion et notamment la salinité, le pH, et la force ionique de l'eau. Par ailleurs, l'impact biologique a été négligé dans ce travail, mais des phénomènes tels que la biominéralisation et la bioturbation peuvent avoir un impact sur la consolidation, et donc sur l'érodabilité. Leur prise en compte rendrait le modèle plus réaliste.

Les cinétiques d'érosion ont seulement pu être abordées d'un point de vue expérimental. Les quelques éléments bibliographiques que nous avons abordés révèlent des lacunes dans ce domaine, ouvrant des pistes à approfondir.

La consolidation doit être décrite par une modélisation plus fine. D'abord, la transition entre le dépôt des matières et la consolidation n'a pas été prise en compte pour la couche d'interface. De plus la compaction des particules cohésives conduit à des déformations irréversibles qui n'ont pas été modélisées, mais dont l'impact sur la remobilisation semble important puisque les sédiments sont souvent constitués en strates. De plus le lien entre les faibles valeurs des contraintes effectives et l'état de compaction mérite d'être approfondi et normalisé.

Concernant le travail expérimental dans le canal HERODE, des améliorations peuvent être apportées. Le stock réel érodé est mal approché, car seule la suspension est analysée. La mise en place d'un dispositif permettant d'évaluer la quantité de matière transportée par saltation et charriage serait appréciable pour affiner l'évaluation des cinétiques d'érosion. De plus, les nouvelles techniques de mesures simultanées de vélocimétrie et de granulométrie (PDA) permettront aussi de mieux comprendre le couplage entre le transport particulaire et le cisaillement. Par ailleurs, les carottes n'affleuraient pas toujours avec le fond du canal, ce qui a probablement induit une erreur sur l'estimation du frottement réel. Le dispositif à piston en cours de construction permettra de maintenir les carottes constamment affleurantes, assurant une détermination plus précise du frottement. De plus, l'impact de la rugosité de l'interface des échantillons n'a pas été pris en compte et fait défaut. Bien que cette source d'erreur soit négligeable lorsqu'il s'agit de sédiments fins, des expériences sur du sable ou des graviers pourraient nécessiter de telles corrections. Des études de sensibilité du modèle pourraient être menées à partir de sédiments modèles érodés dans le canal. Par exemple des essais de ce type pourraient être menés avec des mélanges de sables et d'argiles en consolidation. De plus, il manque aux expériences de véritables analyses œdométriques, afin de faire des recoupements entre la résistance à l'érosion et les propriétés mécaniques du sédiment, comme par exemple les limites d'Atterberg. On notera un manque de normalisation des études des sols à très faible cohérence.

Le thème de l'érosion concerne des sujets de recherche au delà du problème des transferts de polluants. Notre participation au plan pluri-formation "Érosion, Sédimentation et Glissement" ainsi que les congrès auxquels nous avons assisté révèlent l'étendue des applications. L'érosion des sédiments pose des problèmes de type géomorphologiques : transport solide en rivière, envasement/ensablement des estuaires, dynamique côtière. Les ouvrages hydrauliques (les retenues, les digues, les ports, les voies navigables) sont aussi concernés par l'accumulation et l'érosion des sédiments cohésifs.

L'approche de l'érosion d'un matériau cohésif peut concerner d'autres matériaux que les sédiments fluviatiles. En effet, des seuils apparaissent dans beaucoup d'écoulements tels que les avalanches, les glissements de terrains et les laves torrentielles. La modélisation développée ouvre peut-être des perspectives dans ces domaines si la méthodologie est applicable.







## Sixième partie

### Annexes

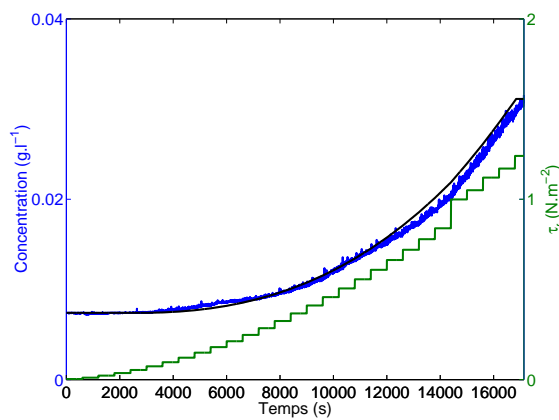


# Annexe A

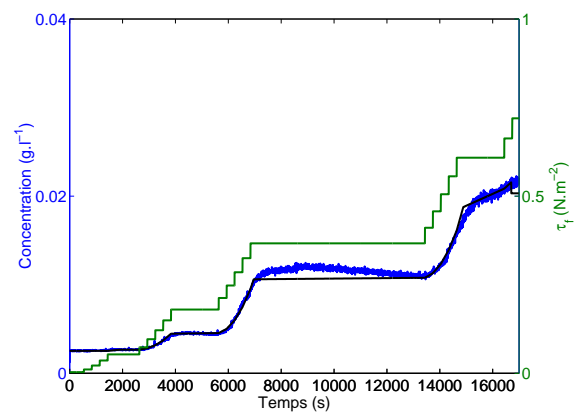
## Données des résultats des expériences

Cette annexe présente les données expérimentales sous forme de graphiques : les calages des expériences de remise en suspension (Fig. A.1.1), les profondeurs érodées (Fig. A.2.1) et les profils de tension critique d'érosion (Fig.A.3.1).

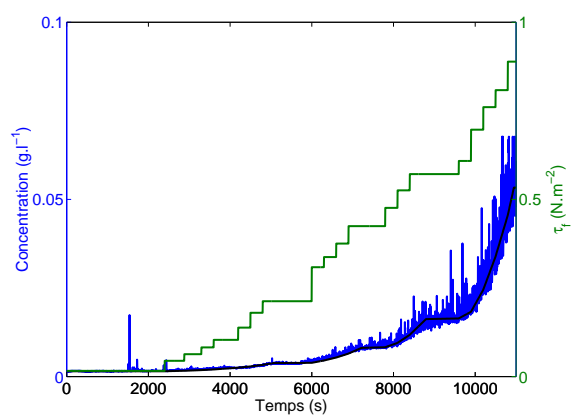
### A.1 Remise en suspension



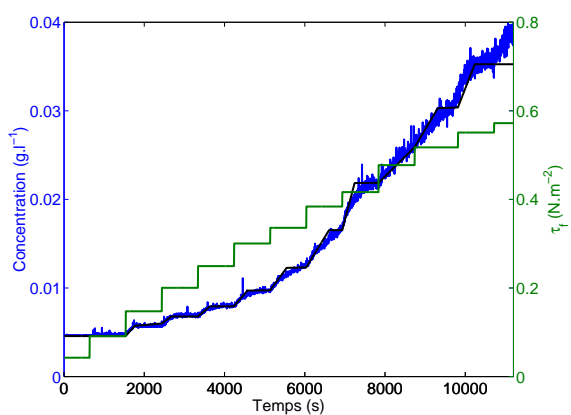
(a) N° 1



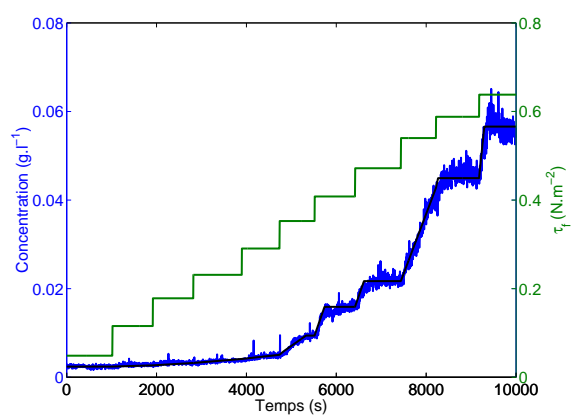
(b) N° 2



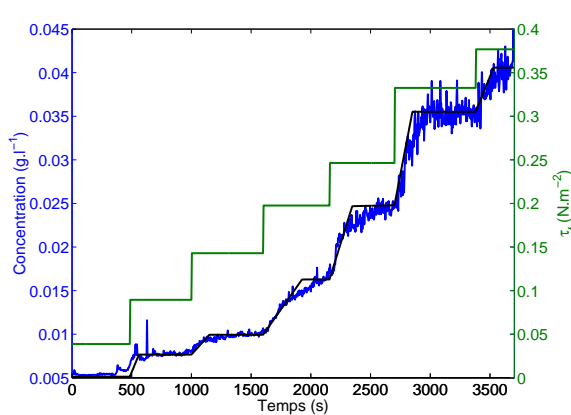
(c) N° 3



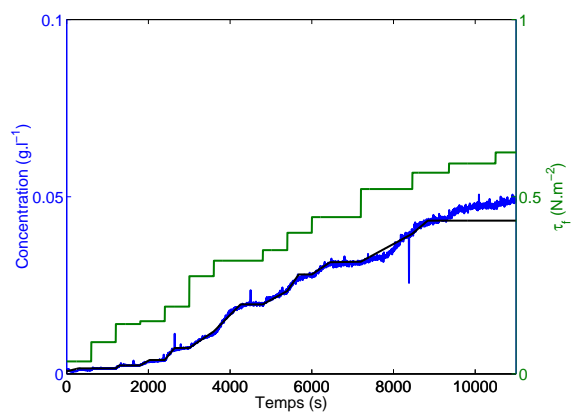
(d) N° 4



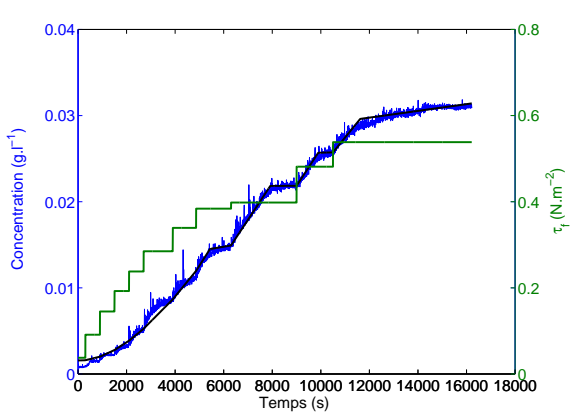
(e) N° 5



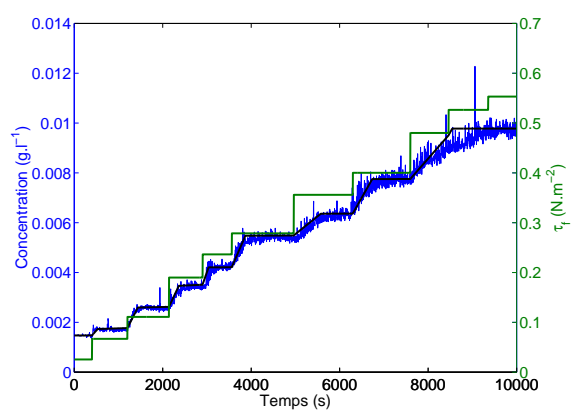
(f) N° 6



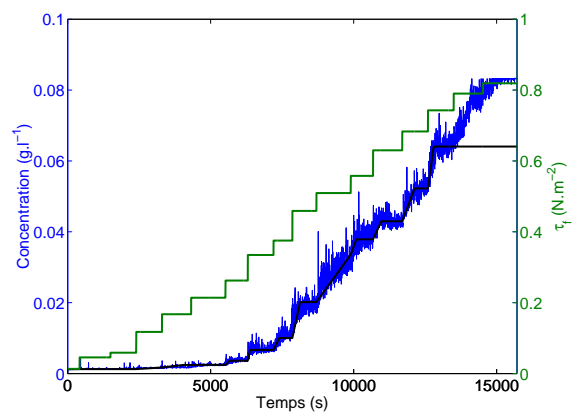
(g) N° 7



(h) N° 8



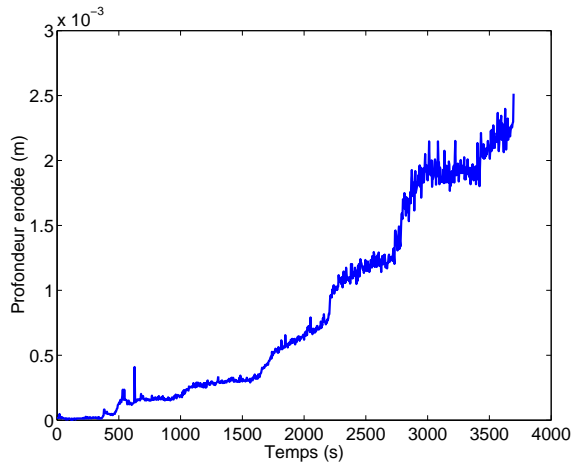
(i) N° 9



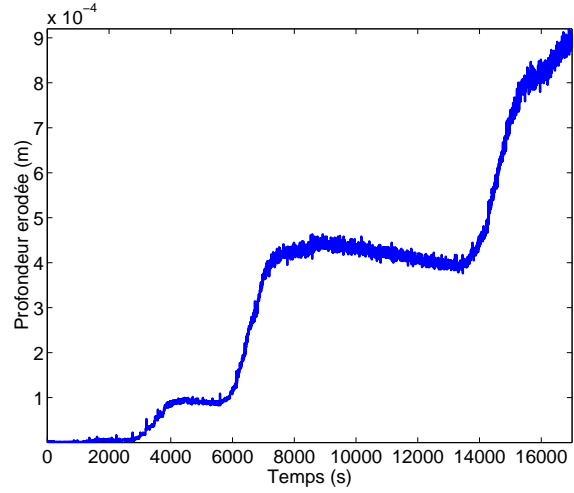
(j) N° 10

FIGURE A.1.1: Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée.

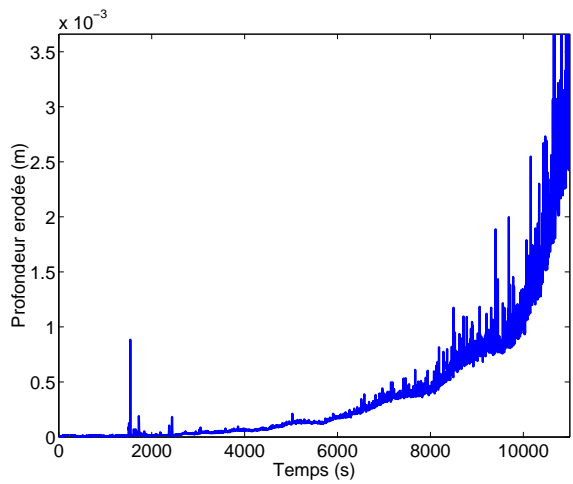
## A.2 Profondeurs érodées



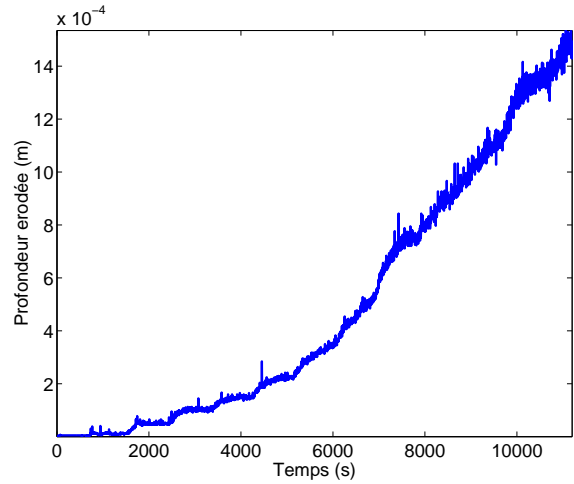
(a) N° 1



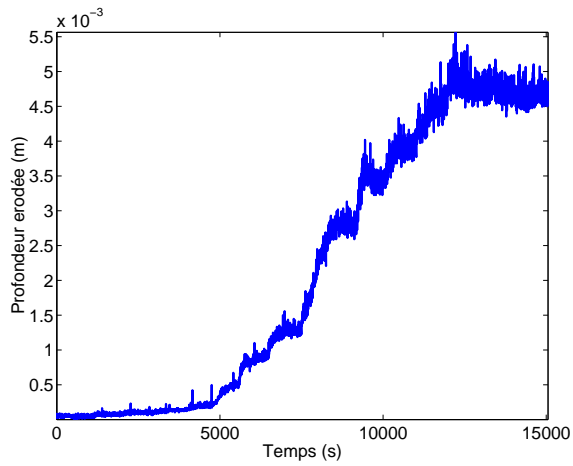
(b) N° 2



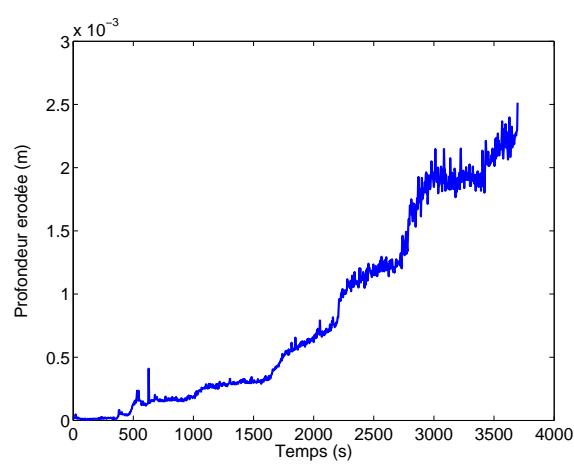
(c) N° 3



(d) N° 4

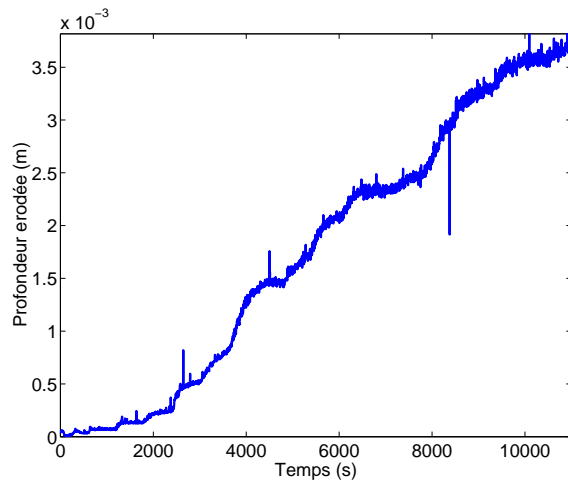


(e) N° 5

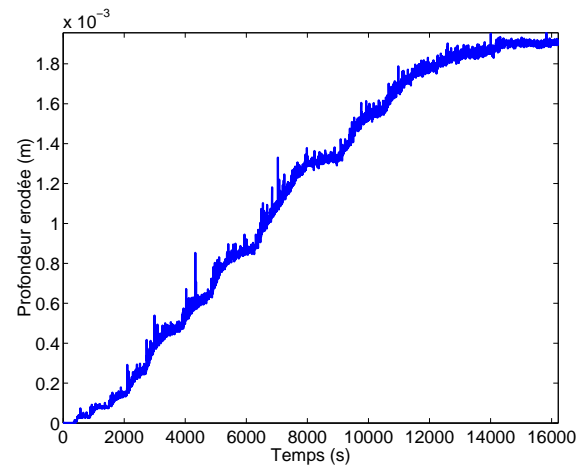


(f) N° 6

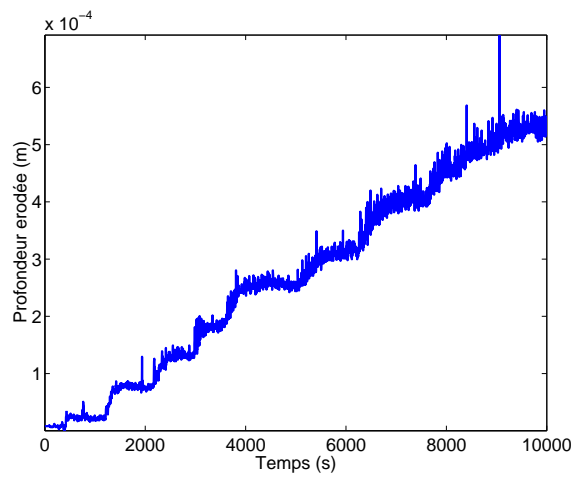




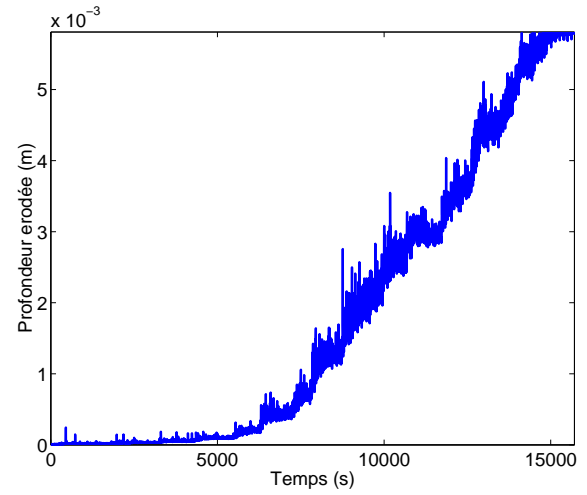
(g) N° 7



(h) N° 8



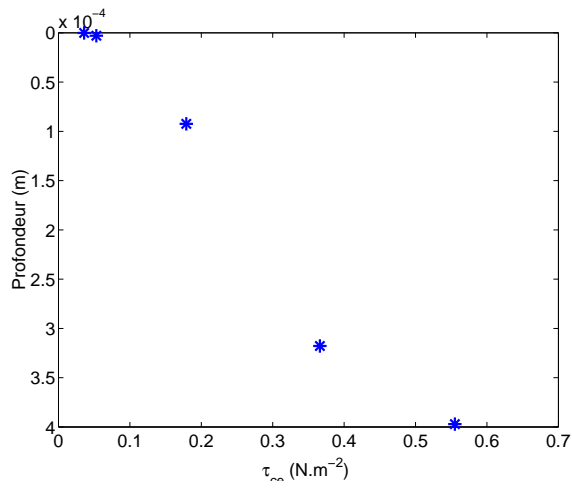
(i) N° 9



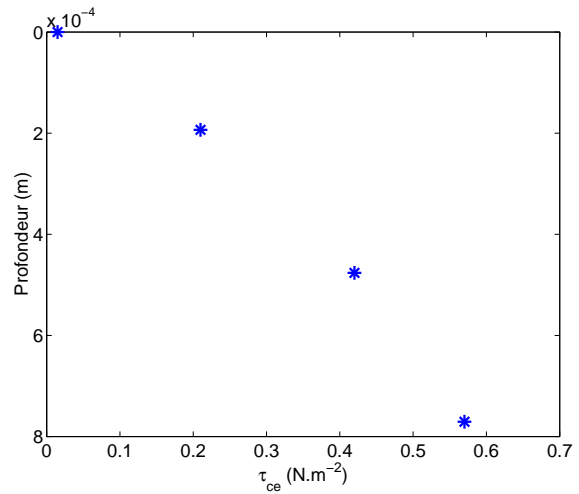
(j) N° 10

FIGURE A.2.1: Évolution de la profondeur érodée en fonction du temps pour les expériences de RES.

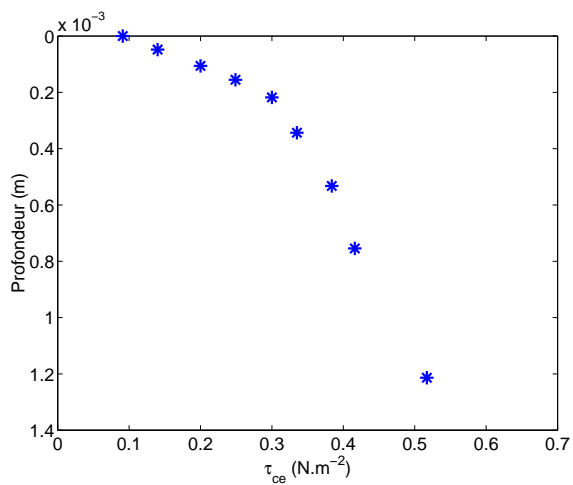
### A.3 Profils de tension critique d'érosion



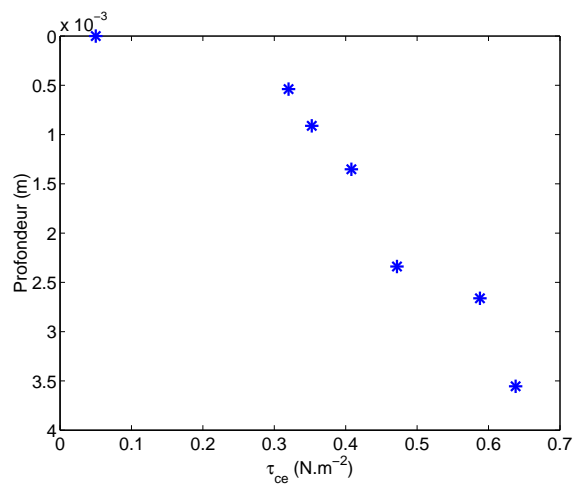
(a) N° 2



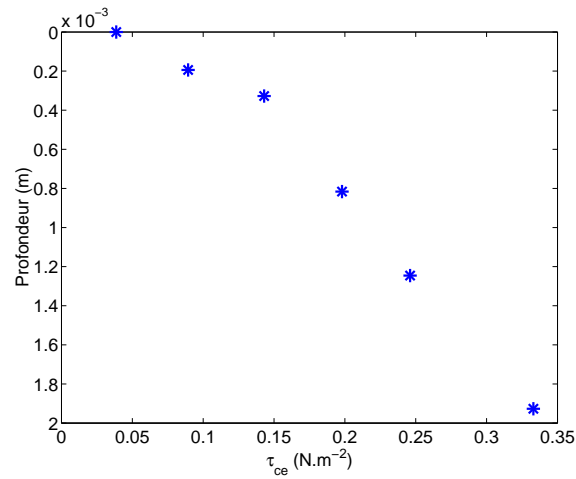
(b) N° 3



(c) N° 4



(d) N° 5



(e) N° 6

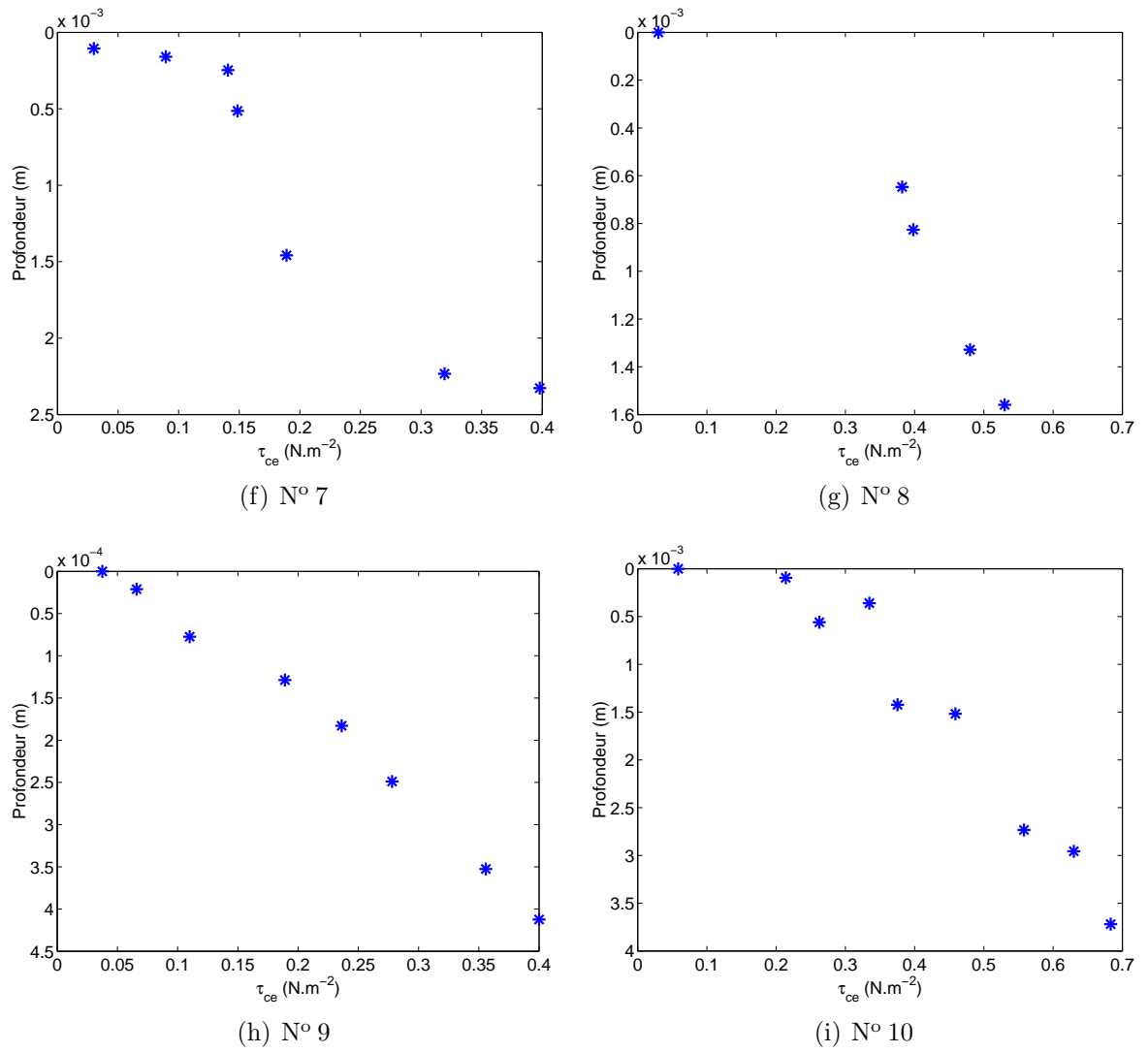


FIGURE A.3.1: Profils de tension critique d'érosion mesurés par érosion artificielle.



## Annexe B

# Équation moyenne en espace et en temps de la concentration dans un VER

Les équations de bilan sont appliquées sur des domaines de géométrie variable à cause de la mobilité de l'interface de ces domaines. Il en résulte l'apparition de flux aux interfaces, de même nature que les mécanismes impliqués dans l'équation de bilan. Dans cette section, nous empruntons à Petroff (2005) la définition des opérateurs de moyenne spatiale et de moyenne temporelle sur un volume élémentaire représentatif des grandeurs mécaniques. Ensuite nous appliquons cet opérateur à une équation de transport dans un mouvement turbulent.

### B.1 Moyenne spatiale et opérateurs

**Définition de l'opérateur de moyenne spatiale** Sans détailler le calcul de l'équation, nous nous plaçons dans un Volume Élémentaire Représentatif (VER) noté  $\Omega^t$ . Ce domaine comprend de l'eau et des matières en suspension (il est pris dans le milieu fluide), et sa frontière  $\partial\Omega^t$  contient l'interface entre l'eau et le lit sédimentaire. Le volume de cet élément sera noté  $V$ , lui-même fonction du temps et de l'espace. L'opérateur de moyenne spatiale  $\langle \cdot \rangle_{\Omega^t}$  de la quantité  $\phi(M, t)$  est défini par la relation suivante :

$$\langle \phi(M, t) \rangle_{\Omega^t} = \frac{1}{V} \int_{\Omega^t} \phi(M, t) d\Omega \quad (\text{B.1.1})$$

Nous noterons par la suite  $\langle \phi(M, t) \rangle_{\Omega^t} = \langle \phi \rangle_t$  et  $\phi(M, t) = \phi^t$

**Dérivation temporelle de la moyenne spatiale** À l'instant  $t + dt$ , le VER devient  $\Omega^{t+dt}$ . Cela permet de définir les quantités intermédiaires suivantes :

- $\Omega_1 = \Omega^{t+dt} \cap \Omega^t$  ;
- $\Omega_2 = \Omega^t - \Omega_1$  ;
- $\Omega_3 = \Omega^{t+dt} - \Omega_1$

Ces quantités vont servir à évaluer les opérateurs de dérivation temporelle pour la moyenne spatiale.

D'après la définition de l'équation B.1.1, nous avons :

$$\langle \phi \rangle_t = \frac{1}{V} \int_{\Omega^t} \phi^t d\Omega = \frac{1}{V} \int_{\Omega_1} \phi^t d\Omega + \frac{1}{V} \int_{\Omega_2} \phi^t d\Omega \quad (\text{B.1.2a})$$

$$\langle \phi \rangle_{t+dt} = \frac{1}{V} \int_{\Omega^{t+dt}} \phi^{t+dt} d\Omega = \frac{1}{V} \int_{\Omega_1} \phi^{t+dt} d\Omega + \frac{1}{V} \int_{\Omega_3} \phi^{t+dt} d\Omega \quad (\text{B.1.2b})$$

La différence entre ces relations s'écrit :

$$\langle \phi \rangle_{t+dt} - \langle \phi \rangle_t = \frac{1}{V} \left[ \int_{\Omega_3} \phi^{t+dt} d\Omega - \int_{\Omega_2} \phi^{t+dt} d\Omega + \int_{\Omega_1} (\phi^{t+dt} - \phi^t) d\Omega \right] \quad (\text{B.1.3})$$

À ce stade un raisonnement sur les volumes élémentaires  $\Omega_i$  s'impose pour exprimer les éléments différentiels  $d\Omega$ . Dans  $\Omega_3$ , la normale à l'interface  $\vec{n}$  est orientée vers l'extérieur du domaine, et dans le même sens que le vecteur  $\vec{W}$  vitesse de déplacement de la frontière  $\partial\Omega$ . À l'inverse dans  $\Omega_2$ , les vecteurs sont en sens opposés. Nous écrivons donc :

$$\text{dans } \Omega_3 : d\Omega = d\Sigma(\vec{W} \cdot \vec{n}) dt \quad (\text{B.1.4a})$$

$$\text{dans } \Omega_2 : d\Omega = -d\Sigma(\vec{W} \cdot \vec{n}) dt \quad (\text{B.1.4b})$$

Nous allons substituer ces expressions dans l'équation B.1.3, et nous divisons par l'élément temporel  $dt$  :

$$\frac{\langle \phi \rangle_{t+dt} - \langle \phi \rangle_t}{dt} = \frac{1}{V} \left[ \int_{\Omega_t} \frac{\phi^{t+dt} - \phi^t}{dt} d\Omega + \int_{\partial\Omega_3} \phi^{t+dt} \cdot \vec{W} \cdot \vec{n} d\Sigma + \int_{\partial\Omega_2} \phi^t \cdot \vec{W} \cdot \vec{n} d\Sigma \right]$$

Le passage à la limite lorsque  $dt \rightarrow 0$  donne :

$$\frac{\partial \langle \phi \rangle^t}{\partial t} = \frac{1}{V} \int_{\Omega_t} \frac{\partial \phi^t}{\partial t} d\Omega + \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_t} \phi^t \cdot \vec{W} \cdot \vec{n} d\Sigma$$

Ce qui fait apparaître la valeur moyenne de la dérivée temporelle :

$$\left\langle \frac{\partial \phi^t}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle^t}{\partial t} - \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega_t} \phi^t \cdot \vec{W} \cdot \vec{n} d\Sigma \quad (\text{B.1.5})$$

**Divergence de la moyenne spatiale d'un vecteur** Sur un raisonnement analogue, la moyenne de la divergence de la quantité  $\phi$  s'écrit :

$$\left\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi} \right\rangle = \vec{\nabla} \cdot \left\langle \vec{\phi} \right\rangle - \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega} \vec{\phi} \cdot \vec{n} d\Sigma \quad (\text{B.1.6})$$

**Gradient de la moyenne spatiale d'une fonction scalaire** De même pour le gradient d'une fonction scalaire  $\phi$ , nous avons :

$$\left\langle \vec{\nabla} \phi \right\rangle = \vec{\nabla} \langle \phi \rangle - \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega} \phi \cdot \vec{n} d\Sigma \quad (\text{B.1.7})$$

## B.2 Équation de transport moyennée sur un VER pour la concentration moyenne dans un mouvement turbulent

### B.2.1 Équation de continuité

Nous avons besoin de l'équation de continuité du fluide porteur. En notation indicielle<sup>1</sup> elle a la forme suivante :

$$\frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0 \quad \forall j \quad (\text{B.2.1})$$

En appliquant l'opérateur de moyenne spatiale de la divergence d'un vecteur (Eq. B.1.6), nous avons :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega} \bar{v}_j \cdot n_j \cdot d\Sigma \quad (\text{B.2.2})$$

---

<sup>1</sup>Le vecteur  $\vec{V}$  s'écrit alors  $V_i$ .

Or la condition limite sur l'interface impose une vitesse nulle sur  $\partial\Omega : v_j = 0 \forall j$ , d'où :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_j} \quad (\text{B.2.3})$$

## B.2.2 Équation de transport turbulent

Nous utilisons l'équation de convection pour un écoulement incompressible turbulent, écrit pour la valeur moyenne de la concentration  $C$  (voir Graf, 1984, p.166) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \quad (\text{B.2.4})$$

où  $K_j$  désigne les composantes principales du tenseur de dispersivité (diffusion moléculaire et turbulente) noté  $K_{jk}$ . Nous appliquons l'opérateur de valeur moyenne (Eq. B.1.1) à cette précédente équation :

$$\underbrace{\left\langle \frac{\partial C}{\partial t} \right\rangle}_{\alpha} + \underbrace{\left\langle v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle}_{\beta} = \underbrace{\left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \right\rangle}_{\gamma} \quad (\text{B.2.5})$$

Nous explicitons chacun de ces termes.

$\alpha$  La définition de la valeur moyenne spatiale d'une dérivée temporelle (Eq. B.1.1) nous conduit à écrire :

$$\left\langle \frac{\partial C}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} - \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} C \cdot W_j \cdot n_j d\Sigma \quad (\text{B.2.6})$$

où nous rappelons que  $W_j$  est la vitesse de déplacement de l'interface.

$\beta$  En réécrivant la dérivée à partir de la dérivée d'un produit, nous avons :

$$\left\langle v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial C \cdot v_j}{\partial x_j} - C \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right\rangle$$

L'équation de continuité B.2.4 annule le second terme du membre de droite. En utilisant la moyenne spatiale du gradient d'un vecteur défini par l'équation B.1.7, nous avons :

$$\left\langle \frac{\partial C \cdot v_j}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle C \cdot v_j \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} C \cdot v_j \cdot n_k \cdot v_k d\Sigma$$



Or la condition limite sur l'interface  $\partial\Omega$  impose une vitesse nulle pour le fluide :  $v_j = 0 \forall j$ , d'où :

$$\left\langle v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle C.v_j \rangle}{\partial x_j}$$

L'analyse de ce terme est incomplète. Pour rendre compte des fluctuations spatiales des grandeurs modélisées, nous décomposons les grandeurs moyennes en temps  $\phi$  comme la somme d'une grandeur moyenne en espace  $\langle \phi \rangle$  sur le VER, et d'une grandeur fluctuante  $\phi''$  :  $\phi = \langle \phi \rangle + \phi''$ , ce qui définit la propriété implicite :

$$\langle \phi'' \rangle = 0 \quad (\text{B.2.7})$$

On obtient alors pour la concentration et la vitesse :

$$C = \langle C \rangle + C'' \quad (\text{B.2.8})$$

$$v_j = \langle v_j \rangle + v_j'' \quad (\text{B.2.9})$$

Le terme  $C.v_j$  peut être recalculé :

$$C.v_j = (\langle v_j \rangle + v_j'') \cdot (\langle C \rangle + C'')$$

$$C.v_j = \langle v_j \rangle \langle C \rangle + \langle v_j \rangle C'' + v_j'' \langle C \rangle + v_j'' C''$$

En appliquant l'opérateur de valeur moyenne spatiale (Eq. B.1.1) au produit ci-dessus nous faisons apparaître la valeur moyenne spatiale des termes  $\langle v_j \rangle C''$  et  $v_j'' \langle C \rangle$ . Or les termes du type  $\langle \phi \rangle$  sont constants, et les valeurs moyennes de  $C''$  et  $v_j''$  sont nulles, d'après l'équation B.2.7. Il reste alors :

$$\langle v_j C \rangle = \langle v_j \rangle \langle C \rangle + \langle v_j'' C'' \rangle \quad (\text{B.2.10})$$

Ainsi par dérivation spatiale on a :

$$\left\langle v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle v_j \rangle \langle C \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j'' C'' \rangle}{\partial x_j}$$

L'équation de continuité a pour conséquence :

$$\frac{\partial \langle v_j \rangle \langle C \rangle}{\partial x_j} = \langle v_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j}$$

d'où la forme finale du terme :

$$\left\langle v_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = \langle v_j \rangle \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j'' C'' \rangle}{\partial x_j} \quad (\text{B.2.11})$$

$\gamma$  Nous appliquons la définition de l'opérateur de moyenne spatiale d'un gradient (Eq. B.1.7) au terme diffusif :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left\langle K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle \right) - \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} . n_j . d\Sigma$$

Nous avons besoin de développer le terme  $\left\langle K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = K_j \left\langle \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle$ , en supposant  $K_j$  constant<sup>2</sup>. Une fois de plus nous appliquons la définition de la moyenne spatiale du gradient d'un vecteur :

$$\left\langle \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} \langle C \rangle . n_j . d\Sigma$$

En recombinaut chaque terme on a :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_j \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} K_j \langle C \rangle . n_j . d\Sigma \right) - \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} . n_j . d\Sigma \quad (\text{B.2.12})$$

Pour simplifier nous supposons que les termes  $\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} K_j \langle C \rangle . n_j . d\Sigma \right)$  et  $\langle v_j'' C'' \rangle$  sont négligeables devant les autres.

Finalement, le bilan moyen sur un VER du transport de matière s'écrit :

$$\frac{\partial \langle C \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle v_j \rangle \langle C \rangle - K_j \frac{\partial \langle C \rangle}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega} \left( C . W_j - K_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) . n_j . d\Sigma \quad (\text{B.2.13})$$

Le terme de droite désigne les processus qui ont lieu à l'interface entre l'eau et les sédiments.

### B.2.3 Choix de l'interface

À priori, l'interface entre l'eau et les sédiment désigne toutes les frontières du domaine de validité des équations.

D'une part l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire est commune aux deux domaines. Elle est le siège de l'érosion de la colonne sédimentaire et du dépôt des matières en suspension dans la colonne d'eau, principaux phénomènes étudiés.

---

<sup>2</sup>Ceci est le cas pour des suspensions diluées, d'après Graf (1984), p.165.

D'autre part selon le compartiment considéré, les interfaces se distinguent. Dans la colonne d'eau, l'interface entre les matières en suspension et l'eau de la colonne est difficilement accessible, ainsi que les phénomènes qui s'y produisent. Nous négligeons donc la contribution de cette interface au bilan moyen. Dans la colonne sédimentaire, l'interface concernée est celle entre l'eau interstitielle et la matrice sédimentaire. Elle est le siège d'échanges importants pour les flux à moyen et long termes, notamment pour les phénomènes diffusifs.



# Annexe C

## Données bibliographiques

### C.1 Lee (2004)

Les données de Lee (2004) ont été prises telles que présentées dans l'article. Seule la granulométrie n'était pas présentée sous la forme d'une valeur moyenne. Pour évaluer le diamètre  $d$  des matières, les proportions en classes granulométriques ont été associées à des tailles caractéristiques, dont les valeurs figurent au tableau C.1.1.

	Sable	Silt	Argile
$d_{\text{ref}} (m)$	$5.10^{-4}$	$5.10^{-5}$	$2.10^{-6}$

TABLEAU C.1.1: Valeurs des tailles caractéristiques des classes granulométriques.

La taille est donc déduite de la valeur moyenne :

$$d = d_{sa} \cdot p_{sa} + d_{si} \cdot p_{si} + d_{ar} \cdot p_{ar} \quad (\text{C.1.1})$$

Cette représentation a pour but de donner une information sur la taille des particules mais n'est pas utilisée par la suite. Le tableau C.1.2 présente ces données.

Nom	sable	silt	argile	Teneur en eau	Porosité	$d$ (m)	$\tau_{ce}$ (Pa)
123 + 00	0,198	0,68	0,122	143,6	0,78	$1,33.10^{-4}$	0,16
137 + 00	0,87	0,074	0,039	49,7	0,56	$4,39.10^{-4}$	0,17
	0,576	0,327	0,086	80,8	0,677	$3,05.10^{-4}$	1
Suite page suivante ...							

... suite de la page précédente							
Nom	sable	silt	argile	Teneur en eau	Porosité	$d$ (m)	$\tau_{ce}$ (Pa)
152 + 00	0,603	0,339	0,053	60,7	0,61	$3,19 \cdot 10^{-4}$	0,16
	0,474	0,432	0,094	73,8	0,657	$2,59 \cdot 10^{-4}$	0,5
Lt Island	0,278	0,603	0,119	76,9	0,66	$1,69 \cdot 10^{-4}$	0,63

TABLEAU C.1.2: Données des expériences de Lee (2004).

## C.2 Kamphuis (1983)

Les données de Kamphuis ont été recueillies et traitées de la même manière que précédemment, la granulométrie étant aussi donnée comme des proportions en différentes classes. Elles sont présentées au tableau C.2.1.

Nom	sable	silt	argile	Teneur en eau	Porosité	$d$ (m)	$\tau_{ce}$ (Pa)
A4	0,05	0,35	0,6	0,3	0,438	$8,29 \cdot 10^{-4}$	12,5
A5	0,05	0,35	0,6	0,37	0,49	$6,94 \cdot 10^{-4}$	9,6
A6	0,05	0,35	0,6	0,345	0,47	$7,53 \cdot 10^{-4}$	11
A7	0,05	0,35	0,6	0,328	0,46	$7,89 \cdot 10^{-4}$	11,9
A8	0,05	0,35	0,6	0,303	0,44	$8,72 \cdot 10^{-4}$	13,4
A9	0,05	0,35	0,6	0,315	0,45	$1,04 \cdot 10^{-3}$	15,7
A10	0,05	0,35	0,6	0,319	0,45	$8,79 \cdot 10^{-4}$	13,7
A11	0,05	0,35	0,6	0,242	0,386	$1,12 \cdot 10^{-3}$	18,4
A12	0,05	0,35	0,6	0,333	0,464	$7,02 \cdot 10^{-4}$	9,8
B1	0,02	0,38	0,6	0,356	0,48	$8,77 \cdot 10^{-4}$	13,4
B3	0,01	0,39	0,6	0,378	0,49	$7,64 \cdot 10^{-4}$	10,7
B4	0,04	0,36	0,6	0,318	0,45	$7,59 \cdot 10^{-4}$	11,3
B5	0,02	0,4	0,58	0,357	0,48	$8,31 \cdot 10^{-4}$	12,5
C1	0,17	0,35	0,48	0,313	0,448	$4,34 \cdot 10^{-4}$	4,8
C2	0,17	0,35	0,48	0,309	0,445	$5,37 \cdot 10^{-4}$	7,2
C3	0,17	0,35	0,48	0,296	0,435	$6,30 \cdot 10^{-4}$	8,9
D1	0,29	0,35	0,36	0,258	0,4	$2,54 \cdot 10^{-4}$	1,4
D2	0,29	0,35	0,36	0,229	0,37	$3,12 \cdot 10^{-4}$	2,9
D3	0,29	0,35	0,36	0,226	0,37	$4,26 \cdot 10^{-4}$	5,4
Suite page suivante ...							

... suite de la page précédente							
Nom	sable	silt	argile	Teneur en eau	Porosité	$d$ (m)	$\tau_{ce}$ (Pa)
E1	0,5	0,35	0,15	0,205	0,35	$2,52 \cdot 10^{-4}$	1,8

TABLEAU C.2.1: Données des expériences de Kamphuis & Hall (1983).

### C.3 Kelly (1981)

Le tableau C.3.1 présente les données extraites de Kelly & Gularte (1981).

Salinité	sable	silt	argile	Porosité	$d$ (m)	$\tau_{ce}$ (Pa)
2,5	0	0,5	0,5	0,57	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,066
2,5	0	0,5	0,5	0,626	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,066
2,5	0	0,5	0,5	0,658	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,055
2,5	0	0,5	0,5	0,686	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,027
5	0	0,5	0,5	0,577	$2,6 \cdot 10^{-3}$	0,097
5	0	0,5	0,5	0,61	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,084
5	0	0,5	0,5	0,646	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,084
5	0	0,5	0,5	0,685	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,036
7,5	0	0,5	0,5	0,57	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,157
7,5	0	0,5	0,5	0,62	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,2
7,5	0	0,5	0,5	0,638	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,126
7,5	0	0,5	0,5	0,68	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,078
10	0	0,5	0,5	0,58	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,267
10	0	0,5	0,5	0,61	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,277
10	0	0,5	0,5	0,685	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,133

TABLEAU C.3.1: Données des expériences de Kelly & Gularte (1981).





## Annexe D

# Résolution numérique du critère d'érosion

Voici le programme qui a été utilisé pour le calcul. C'est une fonction qui prend en entrée la taille des particules et la valeur de la porosité, et calcule la valeur des coefficients du polynôme  $P$  (Eq. 5.2.3)

---

```
1  function p=poly_fu(ddd,nnn)
2
3  g=10;
4  rho_s=2650;
5  rho_w=1000;
6  drho=rho_s-rho_w;
7  nu=1e-6;
8  n=45;
9  Phi=30+0.5*n;
10 phi=(Phi)*pi/180;
11 A_H=1e-20;
12 alpha=0.16;
13 a=37.49;
14 k_5=30;
15 k_2=1;
16 k_1=0.4;
17 k_3=pi/6;
18 global nnc nmax dm
19
20 % Calcul compaction
21 A=A_H/4.*(1-cos(phi));
22 K=A.*(((nmax-nnc)./(nmax-nnn)).^(1/3)-1)).^(-2);
23 a1=rho_w.*alpha.^2.*k_1.*3.*a./16./nu.^2./tan(phi).*ddd.^4;
24 a2=alpha.*k_5.*rho_w./nu.*ddd.^3;
25 a3=rho_w.*alpha.*k_1.*a./tan(phi).*ddd.^2;
26 a4=-k_3.*g.*drho.*ddd.^3-K.*ddd.^2.*dm.^(-3);
27 p=[a1 a2 a3 0 a4];
```

---

Voici le programme utilisé pour le calcul des racines du polynôme :

---

```
1  function u=fonc_u_dn(dd,nn)
2
3  p=poly_fu(dd,nn);
```

---

4 `u=roots(p);`

---

Les racines sont évaluées grâce à la fonction *roots* de Matlab qui utilise un algorithme combinant les méthodes de bisection, de la sécante, et de l'interpolation quadratique inverse.

# Annexe E

## Modèle de consolidation de Lee

Dans ce paragraphe nous décrivons en particulier la théorie de la consolidation de Lee (1968). Elle reprend la plupart des travaux élaborés pour décrire la consolidation, comme ceux de Terzaghi (1943) ou encore Gibson *et al.* (1967). La situation générale est décrite par la figure E.0.1. La pression est notée  $p$ , et  $z$  désigne la direction verticale.

### E.1 Construction des équations

Dans le volume élémentaire représenté à la figure E.0.1, on procède à un bilan des actions et à l'écriture des équations de la mécanique. Les forces d'inertie étant négligées, le bilan des forces sur l'axe  $x$  se réduit aux forces de frottement  $\vec{F}$ . Il s'écrit :

$$p \cdot n_{Ax} \cdot dy \cdot dz - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \cdot n_{Ax} \cdot dy \cdot dz + F_x \cdot n_v \cdot dx \cdot dy \cdot dz = 0 \quad (\text{E.1.1})$$

Avec l'hypothèse que la porosité de la surface  $n_{Ax}$  est approximativement la porosité en volume  $n_v$ , l'expression précédente devient :

$$F_x = \frac{\partial p}{\partial x} dx \quad (\text{E.1.2})$$

Le même raisonnement est appliqué aux autres composantes sur les axes  $y$  et  $z$ , en considérant les actions de la pesanteur sur l'axe vertical  $z$ ,  $\gamma_w = \rho_w \cdot g$ . Le bilan des actions de frottement s'écrit :

$$F_x = \frac{\partial p}{\partial x} dx \quad (\text{E.1.3})$$

$$F_y = \frac{\partial p}{\partial y} dy \quad (\text{E.1.4})$$

$$F_z = \frac{\partial p}{\partial z} dz + \gamma_w \quad (\text{E.1.5})$$

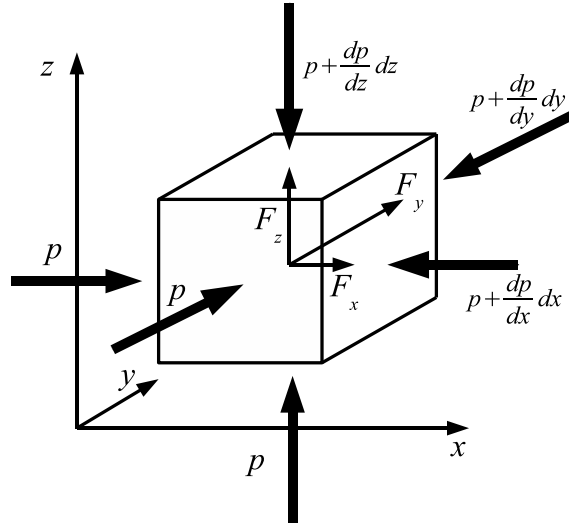


FIGURE E.0.1: Représentation schématique d'un volume élémentaire représentatif dans le sol.

## E.2 Loi de Darcy

L'écoulement du fluide est laminaire. La loi de Darcy donne l'évolution de la vitesse du fluide en fonction de la perméabilité  $\vec{k}$  et du gradient de pression  $\vec{\nabla}h$ , exprimé en fonction de la hauteur d'eau  $h$  :

$$v_x = -k_x \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{E.2.1})$$

$$v_y = -k_y \frac{\partial h}{\partial y} \quad (\text{E.2.2})$$

$$v_z = -k_z \left( \frac{\partial h}{\partial z} \right) \quad (\text{E.2.3})$$

En termes de frottement, cette loi se réécrit de la manière suivante :

$$F_x = -\frac{\gamma_w}{k_x} v_x \quad (\text{E.2.4})$$

$$F_y = -\frac{\gamma_w}{k_y} v_y \quad (\text{E.2.5})$$

$$F_z = -\frac{\gamma_w}{k_z} v_z \quad (\text{E.2.6})$$

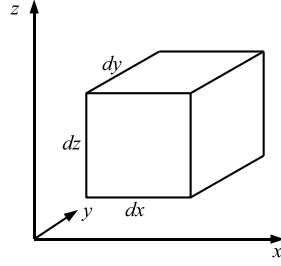


FIGURE E.3.1: Représentation d'un élément fixe de référence.

### E.3 Équation de continuité

On considère le cadre de référence présenté à la figure E.3.1, et on s'intéresse à l'écoulement de filtration vertical suivant l'axe  $z$ , dont la vitesse du fluide est  $v_{sz}^F$ , et la vitesse du solide  $v_{sz}^S$ . Voici l'expression du flux relatif de matières solide et liquide à travers la section du cadre de référence  $dz$  :

$$\begin{aligned}
 & - (v_{sz}^F \cdot dx \cdot dy \cdot n_{Az}) + \left( v_{sz}^F + \frac{\partial v_{sz}^F}{\partial z} dz \right) dx \cdot dy \cdot n_{Az} \\
 & - (v_{sz}^S \cdot dx \cdot dy \cdot (1 - n_{Az})) + \left( v_{sz}^S + \frac{\partial v_{sz}^S}{\partial z} dz \right) dx \cdot dy \cdot (1 - n_{Az})
 \end{aligned} \tag{E.3.1}$$

Pour simplifier, nous supposons que la porosité de surface  $n_{Az}$  est égale à la porosité volumique  $n$ . On se place dans le cadre de la consolidation verticale sur l'axe  $z$ , et nous notons :  $v_s^S = v_{sz}^S$  et  $v_s^F = v_{sz}^F$ . Le flux net à l'intérieur du cadre de référence est nul, nous obtenons après simplification :

$$n \frac{\partial v_s^F}{\partial z} + (1 - n) \frac{\partial v_s^S}{\partial z} = 0 \tag{E.3.2}$$

### E.4 Consolidation unidimensionnelle

L'équation précédemment établie (Eq. E.3.2) est l'équation de base de la consolidation, et elle est combinée à la loi de Darcy pour la résolution du problème de consolidation. L'eau est supposée incompressible. L'équilibre de la phase solide est décrit par la loi sur la contrainte effective  $\sigma'$ .

Dans le cadre de référence, la loi de darcy s'écrit à partir des vitesses relatives de l'eau  $v_s^F$  et des particules  $v_s^S$  :

$$F_z = -n \frac{\gamma_w}{k} (v_s^F - v_s^S) \quad (\text{E.4.1})$$

L'équation d'équilibre pour l'eau prend la forme :

$$\gamma_w + \frac{\partial p}{\partial z} + n \frac{\gamma_w}{k} (v_s^F - v_s^S) = 0 \quad (\text{E.4.2})$$

qui devient en dérivant par rapport à  $z$  :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + n \frac{\gamma_w}{k} \frac{\partial}{\partial z} (v_s^F - v_s^S) - \frac{n \gamma_w}{k^2} \cdot \frac{\partial k}{\partial z} (v_s^F - v_s^S) = 0 \quad (\text{E.4.3})$$

Avec l'équation de continuité (Eq. E.3.2), on obtient finalement :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\gamma_w}{k} \frac{\partial v_s^S}{\partial z} + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial z} \left( \gamma_w + \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{E.4.4})$$

Pour tenir compte de la déformabilité du sol, nous introduisons le taux de déformation  $\epsilon_z$  imposé sur l'élément de sol. La vitesse de déformation est compensée par le gradient de vitesse solide  $v_s^S$  de sorte que :

$$\frac{\partial \epsilon_z}{\partial t} = - \frac{\partial v_s^S}{\partial z} \quad (\text{E.4.5})$$

les compressions étant comptées positivement. Soit  $m_v$  le coefficient de compressibilité de la matrice solide, défini par :

$$m_v = \frac{\partial \epsilon_z}{\partial \sigma'_z} \quad (\text{E.4.6})$$

Nous avons :

$$\frac{\partial \epsilon_z}{\partial t} = m_v \frac{\partial \sigma'_z}{\partial t} \quad (\text{E.4.7})$$

Considérons maintenant la situation illustrée par la figure E.4.1. On suppose que la décantation des matières constitue la seule cause de contrainte imposée à l'interface eau/sédiments. La contrainte effective verticale  $\sigma'_z$  s'exprime à partir de l'hypothèse de Terzaghi :

$$\sigma_z = \sigma'_z + p \quad (\text{E.4.8})$$

on a :

$$\sigma_z = \gamma \cdot (H - z) + \gamma_w \cdot (z_1 - z) + p \quad (\text{E.4.9})$$

où  $\gamma = \gamma_s (1 - n)$ . Les variations temporelles de la contrainte totale  $\frac{\partial \sigma_z}{\partial t}$  sont dues aux apports de matière, matérialisés par le flux de dépôt  $D$  ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ), qui engendrent la

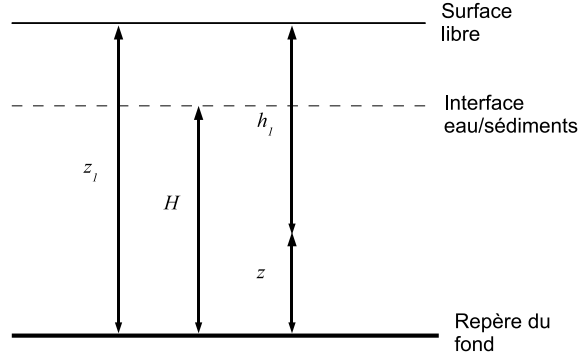


FIGURE E.4.1: Schématisation d'une coupe verticale du cours d'eau et du lit sédimentaire et position des repères.

variation de hauteur  $\frac{\partial H}{\partial t}$  ou la vitesse de l'interface  $W_{int}$ , d'où :

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial t} = \gamma \frac{\partial H}{\partial t} = \gamma \cdot W_{int} = g \cdot D \quad (\text{E.4.10})$$

La dérivée temporelle de Eq. E.4.9 donne :

$$\frac{\partial \sigma'_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_z}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{E.4.11})$$

qui donne avec ce qui précède :

$$\frac{\partial \sigma'_z}{\partial t} = g \cdot D - \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{E.4.12})$$

L'équation E.4.5 prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial v_s^S}{\partial z} = -m_v \cdot \left( g \cdot D - \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (\text{E.4.13})$$

En considérant que la perméabilité est presque constante et en introduisant l'équation E.4.13, l'équation E.4.4 devient :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{1}{C_v} \left( g \cdot D - \frac{\partial p}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{E.4.14})$$

avec  $C_v$  le coefficient de consolidation, défini par :

$$C_v = \frac{k}{m_v \cdot \gamma_w} \quad (\text{E.4.15})$$

C'est une équation de consolidation verticale à une dimension, adaptée à un problème d'accumulation de matières de concentration de flux  $D$ .





# Annexe F

## Hydraulique des canaux à surface libre

### F.1 Véllocimétrie des canaux à surface libre

La vélocimétrie consiste à mesurer la vitesse d'un écoulement. Comme le fluide occupe un volume donné, cette mesure est discrète, effectuée en certains points de l'espace et du temps. Deux types de mesure en découlent. D'une part, l'enregistrement des vitesses en un point dans le temps est donné par les mesures au film chaud et la Véllocimétrie Laser Doppler<sup>1</sup>. Ce genre de mesure se prête bien aux mesures de profils de vitesse et aux analyses statistiques, en fournissant une mesure précise de la vitesse en certains point de l'écoulement. D'autre part, l'enregistrement instantané des vitesses dans une région de l'écoulement est obtenu par la Véllocimétrie par Imagerie de Particules<sup>2</sup>. Cette technique renseigne plutôt sur la qualité de l'écoulement, la mise en évidence de ses structures.

Toutes les techniques vélocimétriques ont été utilisées durant cette thèse. Les mesures au film chaud ont fait l'objet de travaux pratiques à l'EGIM<sup>3</sup>. Les mesures de VLD sont venues en complément et ont donné une mesure plus fine des vitesses. Enfin, la PIV a été menée afin de révéler les structures turbulentes dans les écoulements en canal, et de tester certaines méthodes d'obtention des profils de vitesse : cela a été l'objet du stage de Bolla (2004) (juin 2004) et de travaux de Pietri (courant 2004/2005). Nous présentons seulement les montages expérimentaux du film chaud et de la VLD.

---

<sup>1</sup>Nous abrégerons cette expression par le sigle usuel VLD.

<sup>2</sup>Que nous nommerons par l'acronyme PIV.

<sup>3</sup>3<sup>e</sup>année, options mécanique des fluides.

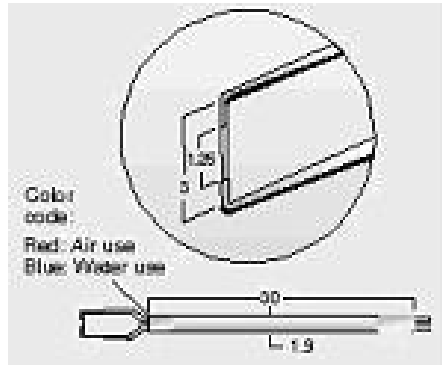


FIGURE F.1.1: Vue détaillée de l'élément sensible du film chaud

## F.1.1 Véllocimétrie par film chaud

### F.1.1.1 Principe

Le fonctionnement du film chaud est basé sur le même principe que celui du fil chaud. Un courant électrique passe dans la partie conductrice du film, qui chauffe par sa résistance propre. Le fluide en écoulement autour du film transporte sa chaleur par advection et convection, induisant des variations de la résistance du conducteur. Si le courant (ou respectivement la tension) est maintenu constant, on enregistre des variations de tension (respectivement de courant). Le lien entre la vitesse du fluide et la tension aux bornes du film est exprimé dans par la loi de King :

$$E^2 = A + B.U_e^n \quad (\text{F.1.1})$$

où  $E$  est la tension aux bornes du film et  $U_e$  la vitesse normale au film. Un calibrage est donc nécessaire pour chaque montage : il s'agit de déterminer les constantes  $A$ ,  $B$  et  $n$ , qui sont des fonctions de la chaîne d'acquisition et du fluide.

### F.1.1.2 Description du materiel

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un système anémométrique à film chaud (sonde droite "Dantec fibre film", Référence 55R11). Ce type de dispositif est adapté aux mesures dans les fluides liquides<sup>4</sup>. Le film chaud est constitué d'un barreau de quartz de diamètre  $70 \mu m$ , autour duquel a été déposé un film de nickel (élément sensible) de  $0,1 \mu m$  ; le tout est enrobé par un gainage de  $2 \mu m$  d'épaisseur pour assurer l'isolation (voir Fig. F.1.1). Le film chaud est traversé par un courant électrique, généré par l'anémomètre. C'est un dispositif électrique qui assure une tension (ou intensité) constante aux bornes du film. Un

<sup>4</sup>L'élément sensible est isolé par un gainage.

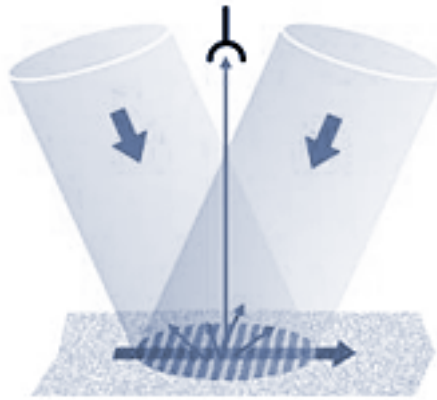


FIGURE F.1.2: Schématisation d'un volume de mesure et vue des franges d'interférence.

oscilloscope est utile pour vérifier que la tension aux bornes du film est compatible avec la plage d'utilisation de la carte d'acquisition. Cette carte vient échantillonner le signal et l'enregistre en vue d'un post-traitement.

## F.1.2 Vélocimétrie Laser Doppler

### F.1.2.1 Principe

La VLD est une technique non intrusive. Elle est basée sur la mesure de la fréquence de la lumière rétrodiffusée par une particule d'ensemencement en mouvement qui traverse un volume illuminé par un laser. Ces particules ont une densité proche de celle du fluide ambiant de sorte qu'ils ont une inertie neutre : la mesure de leur vitesse équivaut à la mesure de la vitesse de l'eau. La vitesse est déduite de la mesure de la fréquence Doppler obtenue lors du passage d'une particule dans un volume de mesure, matérialisé par l'intersection de deux faisceaux laser cohérents de fréquence d'origine  $f_0$ . Un décalage de phase sur l'un des faisceaux génère des franges d'interférences dans le volume de mesure (cf. Fig.F.1.2). La lumière émise par la particule subit l'effet Doppler. La figure qui suit schématise la situation d'une particule animée d'une vitesse  $\vec{V}$  passant dans un volume de mesure éclairé avec une fréquence donnée  $f_0$ . La lumière rétrodiffusée dans la direction  $\vec{r}$  est émise à la fréquence  $f$ , et permet la mesure de la composante orthogonale à la direction d'illumination  $\vec{V}_m$ . Ceci est illustré à la figure F.1.2. On accède donc à la composante de la vitesse perpendiculaire aux franges d'interférences.

### F.1.2.2 Description du matériel

**Chaîne d'acquisition** La mesure de vitesse par VLD requiert donc une instrumentation spécifique. La chaîne d'acquisition est schématisée à la figure n° F.1.3. Chaque

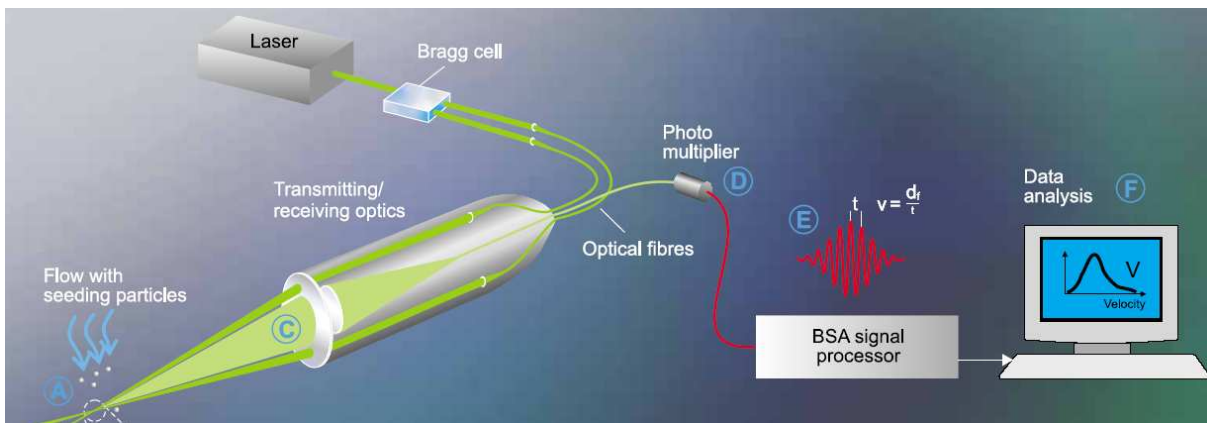


FIGURE F.1.3: Schéma de la chaîne d'acquisition d'un système de vélocimétrie laser doppler, d'après le site internet Dantec <http://www.dantecdynamics.com/lda/system/>.

élément est détaillé ci-dessous.

**Ensemencement** Les particules utilisées sont des microsphères de verre creuses argentées. Voici leurs caractéristiques techniques.

- répartition granulométrique :  $10\ \mu m$  à  $30\ \mu m$  ;
- diamètre moyen :  $15\ \mu m$  ;
- densité : 1,4.

**Système laser** Il comporte un laser Argon de puissance maximale  $4\ W$  (Spectra-physics). On utilise la longueur d'onde verte  $\lambda = 514.5\ nm$ . Le faisceau obtenu est scindé en deux, l'un restant inchangé, l'autre étant décalé en fréquence par un système acousto-optique appelé cellule de Bragg. Les deux rayons transitent via une fibre optique jusqu'à un dispositif émetteur/récepteur qui écarte les rayons avant de les faire converger dans le fluide. La focale de la lentille est de  $310\ mm$ . Le volume de mesure ainsi constitué par l'intersection des faisceaux a pour dimensions :  $0,077 \times 0,076 \times 0,631\ mm^3$  (cf. Fig.F.1.2).

**Système de déplacement** Le dispositif émetteur/récepteur est fixé sur un support de déplacement tridimensionnel asservi automatiquement (Dantec). Il est piloté par le logiciel BSA software (traverse) qui collecte les mesures. Notons que l'interface entre l'eau et l'air est intégrée par une correction des déplacements tenant compte de l'indice de réfraction de l'eau.

**Contrôle des paramètres mesurés** Un oscilloscope branché en parallèle permet de visualiser les bouffées de signal engendrées par le passage des particules dans les faisceaux

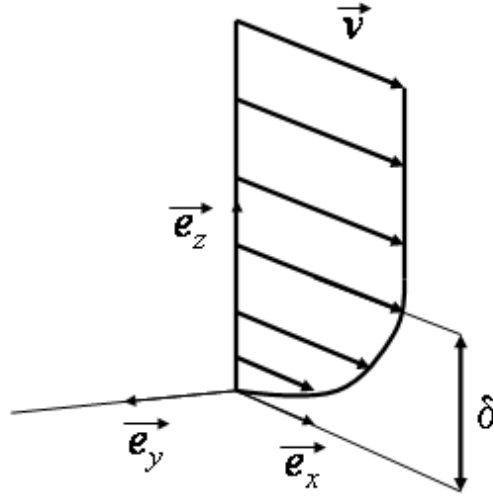


FIGURE F.2.1: Schématisation de la couche limite.

laser. Il est ainsi possible d'évaluer au préalable les paramètres de réglage du système d'acquisition, comprenant l'analyseur de bouffées Doppler (BSA, Dantec), également piloté par le logiciel BSA software.

## F.2 Frottement turbulent sur une paroi plane

L'étude des propriétés de la couche limite fournit la détermination du frottement de l'écoulement sur le fond du canal en fonction de la vitesse du fluide. La situation est représentée à la figure F.2.1. L'axe longitudinal est représentée par le vecteur  $\vec{e}_x$ , l'axe transversal par  $\vec{e}_y$  et la verticale par  $\vec{e}_z$ . L'écoulement est caractérisé par son champ de vitesse  $\vec{v}$  ( $m.s^{-1}$ ), par la pression  $p$  ( $Pa$ ), et par sa couche limite d'épaisseur  $\delta$  ( $m$ ). Cette section à pour objectif l'évaluation du frottement à partir de la mesure du profil de vitesse. Pour cela nous rappelons les équations de la couche limite, les hypothèses simplificatrices pour sa modélisation.

### F.2.1 Équations de la couche limite

#### F.2.1.1 Généralités

Le développement des équations de la couche limite turbulente s'appuie sur la décomposition des variables descriptives  $\phi$  en une composante moyenne en temps notée  $\overline{\phi}$ , et une com-

posante fluctuante  $\phi'$ .

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{F.2.1})$$

choisissons l'axe  $(Ox_1)$  comme axe longitudinal de l'écoulement, orienté vers l'aval, l'axe  $(Ox_2)$  comme axe transversal, et  $(Ox_3)$  comme axe vertical, orienté du lit sédimentaire vers la surface libre.

**Équation du mouvement moyen** Voici les équation moyennes du mouvement moyen, obtenu en appliquant l'opérateur de moyenne temporelle  $\bar{\phi}$  à l'équation de bilan de matière et à l'équation de bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{F.2.2a})$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu_w \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \overline{v'_i v'_j} \right) \quad (\text{F.2.2b})$$

Nous avons un système de quatre équations à 8 inconnues :  $\bar{p}$ ,  $p'$ ,  $(\bar{u}_i)_{i=[1;3]}$  et  $(u'_i)_{i=[1;3]}$ . Nous allons procéder leur simplification à la lumière des hypothèses de la couche limite.

### F.2.1.2 Hypothèses de couche limite

Nous adopterons la convention suivante :

- pour le repère spatial  $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$ ,  $x_3 = z$  ;
- pour la vitesse  $v_1 = u$ ,  $v_2 = v$ ,  $v_3 = w$ .

L'écoulement moyen est supposé bidimensionnel plan dans le plan  $(Oxy)$  et incompressible, ce qui conduit à poser que la composante moyenne transversale de la vitesse est nulle :

$$w = 0$$

ainsi que les dérivées suivant  $(Oz)$ .

Par symétrie statistique par rapport à tout plan  $(xz)$  nous pouvons écrire :

$$\overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0$$

Par ailleurs nous notons  $u_t$  et  $l$  deux échelles de vitesse et de longueur de la turbulence (grosses structures), ainsi que  $U_0$  et  $L$  deux échelles de vitesse et de longueur de développement de la couche limite. L'épaisseur de la couche limite sera notée  $\delta$ .

Dans les conditions de laboratoire ( $R_L \sim 10^6$ ), nous avons  $\frac{\delta}{L} \sim 2\%$ , et  $\frac{u_t}{U_0} \sim 10\%$ . Nous admettons l'hypothèse propre à la couche limite que l'échelle de turbulence est petite devant la longueur  $L$  :  $l \ll L$ .

D'autres raisonnements sur les propriétés de l'écoulement conduisent à postuler que les temps de diffusion visqueuse et de convection sont égaux. Ceci s'écrit :

$$\frac{u_t}{l} = \frac{U_0}{L} \quad (\text{F.2.3})$$

Par ailleurs, en admettant que  $u_t$  et  $l$  varient peu dans la couche limite, alors suffisamment loin de la paroi apparaît la vitesse à la frontière de la couche limite, notée  $u_e$ . Ceci permet de définir une vitesse dite déficitaire, égale à la différence entre la vitesse extérieure et la vitesse dans la couche limite.

### F.2.1.3 Équations de couche limite

L'analyse des ordres de grandeur de chacun des termes n'étant l'objet de ce travail, nous passerons outre les détails<sup>5</sup>. Ils permettent de simplifier le système d'équation F.2.2 qui devient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (\text{F.2.4a})$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \quad (\text{F.2.4b})$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \quad (\text{F.2.4c})$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (\text{F.2.4d})$$

Dans l'équation de quantité de mouvement globale apparaît le terme de tension totale :

$$\tau = \underbrace{-\rho_w \overline{u'w'}}_{\alpha} + \underbrace{\mu_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{\beta} \quad (\text{F.2.5})$$

Il se compose de la somme des tensions turbulentes  $\alpha$  et visqueuses  $\beta$ . Les tensions visqueuses sont facilement déterminées grâce à la connaissance de la vitesse moyenne  $\bar{u}$ . En revanche le terme des contraintes turbulentes est inconnu en raison de l'indétermination des fluctuations de vitesses. Des modèles comme celui de la longueur de mélange de

---

<sup>5</sup>Voir Cousteix (1988), p.5.1 pour plus de détails.

Prandtl<sup>6</sup> permettent une modélisation simplifiée de ce terme. Mais comme les tensions turbulentes sont négligeables à la paroi, nous n'en avons pas besoin pour évaluer le frottement pariétal.

#### F.2.1.4 Paramètres caractéristiques

Voici quelques grandeurs pour décrire le frottement d'un écoulement sur une paroi.

**Coefficient de frottement** Sa définition est la suivante :

$$C_f = \frac{\tau_f}{\frac{1}{2} \cdot \rho_w \cdot u_e^2} \quad (\text{F.2.6})$$

où  $\tau_f$  est la contrainte à la paroi  $z = 0$  et  $u_e$  la vitesse extérieure. Cette contrainte ne comporte que la contribution visqueuse, puisque la condition de non-glissement à la paroi impose que  $(u'w')_{z=0} = 0$ . Nous écrivons alors :

$$\tau_f = \left( \mu_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (\text{F.2.7})$$

Cette contrainte conduit à définir une vitesse virtuelle de frottement  $u^*$  :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_f}{\rho_w}} = u_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (\text{F.2.8})$$

**Profil de vitesse** Il est défini par la fonction  $f : \frac{\bar{u}(z)}{u_e} = f(z)$

**Épaisseurs intégrales** L'épaisseur de la couche limite, notée  $\delta$ , est définie comme l'altitude pour laquelle 99% de la vitesse extérieure  $u_e$  est atteinte.  $\delta_1$  désigne l'épaisseur de déplacement,  $\theta$  l'épaisseur de quantité de mouvement et  $H$  le facteur de forme. Voici leurs

---

<sup>6</sup>Notion de viscosité turbulente.



expressions respectives :

$$\frac{\bar{u}(\delta)}{u_e} = 99\% \quad (\text{F.2.9a})$$

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}}{u_e}\right) dz \quad (\text{F.2.9b})$$

$$\theta = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}}{u_e}\right) \left(\frac{\bar{u}}{u_e}\right) dz \quad (\text{F.2.9c})$$

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (\text{F.2.9d})$$

## F.2.2 Représentations approchées de la couche limite

### F.2.2.1 Écoulement de plaque plane

Les résultats présentés ici sont une extension de résultats expérimentaux obtenus pour une conduite cylindrique<sup>7</sup>. Le profil de vitesse est supposé suivre une loi en puissance d'exposant  $n$ <sup>8</sup> :

$$\frac{\bar{u}}{u_e} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n} \quad (\text{F.2.10})$$

Ceci simplifie donc les relations entre les quantités intégrales :

$$\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{1}{n+1} \quad (\text{F.2.11a})$$

$$\frac{\theta}{\delta} = \frac{n}{(n+1)(n+2)} \quad (\text{F.2.11b})$$

$$H = \frac{n+2}{n} \quad (\text{F.2.11c})$$

### F.2.2.2 Formules de plaque plane

L'application des résultats expérimentaux donne les formules de plaque plane en régime turbulent. Ces relations serviront de référence pour nos mesures de qualification dans le canal. Le tableau F.2.1 répertorie les résultats classiques pour la couche limite laminaire<sup>9</sup> et pour la couche limite turbulente de Cousteix (1988). La figure F.2.2 représente les graphes des fonctions de ce tableau.

<sup>7</sup>En fait l'axisymétrie de cette configuration rend possible la comparaison avec la paroi plane.

<sup>8</sup> $n$  prend souvent une valeur proche 7

<sup>9</sup>Les résultats présentés sont issus de la théorie de Blasius.

	Laminaire	Turbulent
$\frac{\delta}{x}$	$\frac{0,38}{Rx^{1/2}}$	$\frac{0,38}{Rx^{1/5}}$
$\frac{\delta_1}{x}$	$\frac{0,0477}{Rx^{1/2}}$	$\frac{0,0477}{Rx^{1/5}}$
$\frac{\theta}{x}$	$\frac{0,037}{Rx^{1/2}}$	$\frac{0,037}{Rx^{1/5}}$
$H$	2,59	1,285

TABLEAU F.2.1: Principaux résultats de couche limite de paroi plane en régimes laminaire et turbulent (Cousteix, 1988).

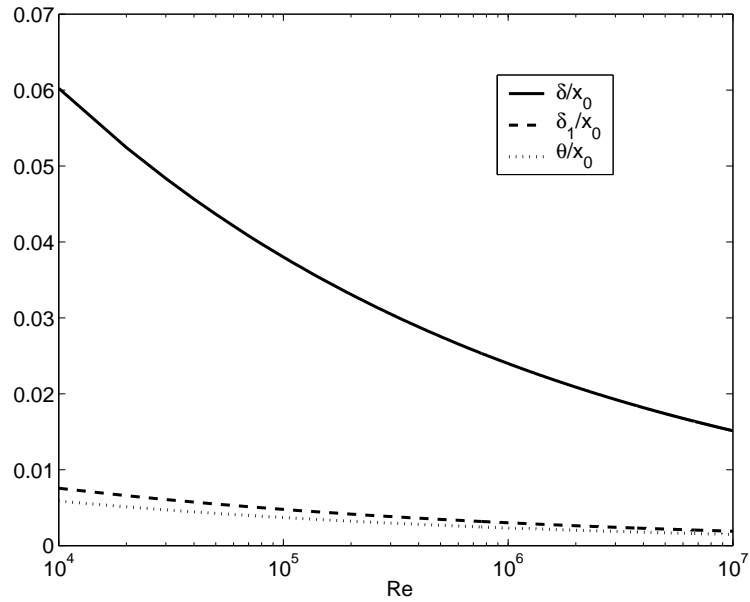


FIGURE F.2.2: Loi d'évolution des paramètres de couche limite, d'après Cousteix (1988).

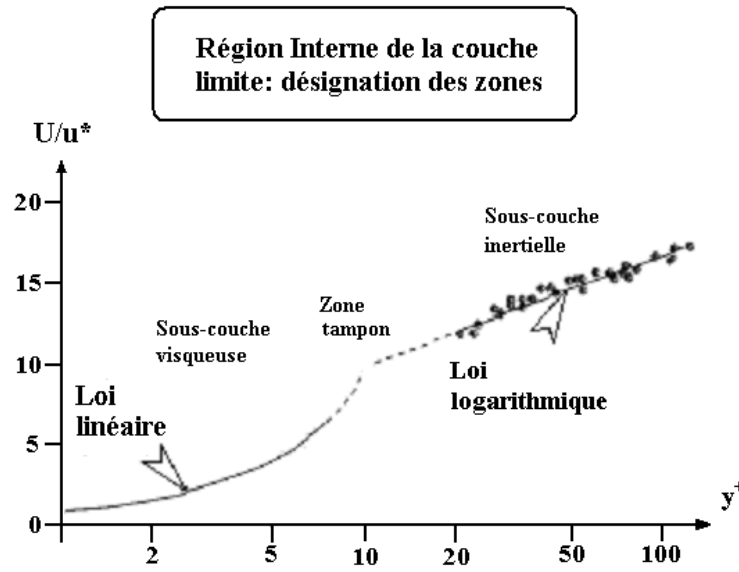


FIGURE F.2.3: Identification des différentes sous-couches de la région interne de la couche limite sur une paroi plane.

### F.2.3 Région interne/externe et loi de paroi

La couche limite présente des régions aux propriétés intrinsèques. D'après la figure F.2.1 deux régions sont identifiables : la région interne qui va de la paroi jusqu'à l'altitude  $\delta$ , et la région externe au delà de  $\delta$ . Nous détaillons dans ce qui suit chacune de ces régions.

#### F.2.3.1 Région interne

La région interne présente des sous-couches caractéristiques, selon la prédominance des effets hydrodynamiques. La figure F.2.3 montre ces régions caractérisées par le rapport  $U/u^*$  et de la distance à la paroi  $y^+$ . Dans un voisinage proche de la paroi, le frottement total est supposé égal au frottement pariétal  $\tau_f$  et prend la forme d'une contrainte visqueuse. Il est supposé que l'épaisseur de la couche limite, la vitesse extérieure et le gradient de pression n'ont pas d'influence sur la structure de l'écoulement près de la paroi. Pour représenter ce comportement, il est suggéré d'utiliser le système de variables sans dimension  $(u^+, z^+)$ , dont voici la définition :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*} \quad (\text{F.2.12a})$$

$$z^+ = \frac{zu^*}{\nu} \quad (\text{F.2.12b})$$

En reprenant l'expression de la contrainte pariétale de l'équation F.2.7, nous obtenons :

$$\mu_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_f \quad (\text{F.2.13})$$

qui s'intègre en

$$\bar{u} = \tau_f \frac{z}{\mu_w}$$

soit encore :

$$u^+ = z^+ \quad (\text{F.2.14})$$

Cette relation constitue la loi linéaire de proche paroi. Pour formuler une loi valable lorsqu'on s'éloigne de la paroi, il faut raisonner sur le comportement de  $\frac{d\bar{u}}{dz}$  plutôt que  $\bar{u}$ . Dans la région interne, mais pas forcément très près de la paroi, nous avons :

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{d\bar{u}}{dz}(z, \tau_p, \rho_w) \quad (\text{F.2.15})$$

Nous avons donc un groupement sans dimension, qui mène à écrire :

$$\frac{d\bar{u}}{dz} z \tau_p^{-1/2} \rho_w^{1/2} = cte$$

soit encore en variables de paroi :

$$\frac{du^+}{dz^+} z^+ = \frac{1}{\chi}$$

et qui s'intègre en :

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \ln z^+ + C \quad (\text{F.2.16})$$

où  $\chi$  est la constante de Von Karman proche de 0,41 et  $C$  une constante voisine de 5.

Une dernière remarque concerne l'étendue de validité des relations en région interne. La loi linéaire de proche paroi (Eq. F.2.14) est valide pour  $0 < z^+ < 5$  : cette zone est appelée région sous-couche laminaire<sup>10</sup>. La loi logarithmique (Eq. F.2.16) est valide pour  $40 < z^+$  que l'on nomme région inertielle logarithmique. Il existe donc une zone dite tampon de transition entre ces régions.

### F.2.3.2 Région externe

Dans cette région, la structure de l'écoulement est contrôlée par la turbulence : la contrainte visqueuse est négligeable devant la contrainte turbulente. L'échelle de longueur

---

<sup>10</sup>bien que le comportement du fluide soit loin d'être laminaire

de la turbulence est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ , et la vitesse de frottement  $u^*$  est utilisée comme échelle des vitesses.

L'échelle de temps est celle imposée par le cisaillement  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ , ce qui donne :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{\delta} \phi' \left( \frac{z}{\delta} \right) \quad (\text{F.2.17})$$

La fonction  $\phi'$  est de l'ordre de l'unité. La compatibilité avec la loi logarithmique donne  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{\chi z}$  d'où l'expression  $\phi' = \frac{1}{\chi} \frac{\delta}{z}$ . L'intégration de l'équation F.2.17 dans la zone extérieure, c'est-à-dire entre  $\delta$  et  $\infty$  nous conduit à la formulation suivante :

$$\frac{u_e - \bar{u}}{u^*} = \phi \left( \frac{z}{\delta} \right) \quad (\text{F.2.18})$$

avec  $\phi = \int_{\infty}^{y/\delta} \phi' \left( \frac{z}{\delta} \right) \frac{dz}{\delta}$ . Cette relation porte le nom de loi de vitesses déficitaires, où  $u_e - \bar{u}$  représente le défaut de vitesse par rapport à la vitesse extérieure dans la couche limite.

## F.2.4 Détermination du frottement à partir du profil de vitesse

Pour évaluer le frottement pariétal à partir du profil de vitesse, la méthode utilisée est celle de Kline cité par Cousteix (1988). Le profil de vitesse  $\bar{u}(z)$  est supposé connu en une série de points de la verticale dans la région interne. Dans cette zone, le profil de vitesse est logarithmique, et son évolution est caractérisée par l'équation F.2.16. En reprenant les définitions de  $u^+$  et  $z^+$  données par l'équation F.2.12, nous pouvons écrire :

$$u^+ . z^+ = \frac{\bar{u} . z}{\nu_w} \quad (\text{F.2.19})$$

Dans cette équation, pour déterminer le membre de gauche, il suffit de se donner un ensemble de valeurs pour  $z^+$  et de calculer les valeurs correspondantes de  $u^+$  grâce à la loi logarithmique (Eq. F.2.16). Ce terme est alors paramétré par la valeur de la vitesse virtuelle de frottement  $u^*$ . Le membre de droite est purement expérimental : il se calcule à partir de la connaissance de la vitesse  $\bar{u}$  et de la position verticale de mesure  $z$ . La méthode de Kline consiste alors à trouver la valeur de  $u^*$  qui minimise l'écart entre les deux membres, pour chaque valeur de  $z$ <sup>11</sup>. Normalement dans la région interne, les valeurs de  $u^*$  présentent une valeur constante, qui est celle retenue pour l'évaluation du frottement.

La contrainte de frottement est désormais entièrement déterminée par la mesure d'un profil vertical de vitesse.

---

<sup>11</sup>Donc pour chaque valeur de  $z^+$ .



## Annexe G

### Publication des résultats sur les cinétiques de chute des particules

Observation, analysis and modelling in complex fluid media  
Settling classes for fine suspended particles

Christophe Brach-Papa<sup>a</sup>, Patrick Boyer<sup>a</sup>, Fabien Ternat<sup>a,b</sup>, Muriel Amielh<sup>b</sup>,  
Fabien Anselmet<sup>b</sup>

<sup>a</sup> IRSN/DEI/SECRE/LME, centre d'études de Cadarache, B.P. 3, 13115 Saint Paul Lez Durance cedex, France

<sup>b</sup> IRPHE, 49, rue Joliot-Curie, BP 146, 13384 Marseille cedex 13, France

Available online 8 September 2006

### Abstract

The modelling of pollutant transfer in freshwater systems can be refined by considering the heterogeneities of the sedimentary dynamics and of the chemical reactivities of fine suspended particles. One of the first steps is the fractionation of these fine particles into effective settling classes. Although several methods exist, most of them are based on either granulometric considerations and/or arbitrary threshold criteria. This article presents the bases of an experimental method focusing on the direct measurement of the settling velocities without considering the granulometry and/or any threshold criteria. The experimental work consists in recording the temporal evolution of the vertical distribution of the suspended solid concentration in a settling tank. A mathematical analysis provides the number of particle groups, and the mass contribution and the settling velocity for each. This procedure is described and applied for validation, as a first step, to calibrated suspensions. Additional work is needed for a further analysis of the physical constraints involved in the model, as well as for more extensive experimental validation. **To cite this article: C. Brach-Papa et al., C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Published by Elsevier SAS. All rights reserved.

### Résumé

**Classes de décantation des particules fines en suspension.** La modélisation des transferts de polluants dans les hydrosystèmes peut être affinée en considérant l'hétérogénéité de la dynamique sédimentaire et des réactivités chimiques des fines particules solides en suspension. Pour cela, l'une des premières étapes est de fractionner ces fines particules en classes de vitesses de chute effectives. Bien qu'il existe déjà plusieurs méthodes, celles-ci sont plus ou moins basées sur des considérations granulométriques et/ou des critères de seuils arbitraires. Ce papier présente les bases d'un protocole expérimental dédié à la mesure directe de ces vitesses de chute sans considération granulométrique a priori ni critère seuil. Une analyse mathématique des évolutions temporelles de la distribution verticale de concentration d'une suspension solide en colonne de décantation permet la détermination directe du nombre de groupes et, pour chacun, de sa contribution massique et de sa vitesse de chute. La procédure est décrite et appliquée pour validation, en première étape, à des suspensions calibrées. La démarche devra être approfondie afin de mieux analyser les contraintes inhérentes au modèle, et aussi conduire des validations expérimentales plus complètes. **Pour citer cet article : C. Brach-Papa et al., C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Published by Elsevier SAS. All rights reserved.

**Keywords:** Fluid mechanics; Polydisperse suspension; Settling velocity; Fine particles

**Mots-clés :** Mécanique des fluides ; Matières en suspension ; Vitesse de chute ; Particules fines

\* Corresponding author.

E-mail address: [patrick.boyer@irsn.fr](mailto:patrick.boyer@irsn.fr) (P. Boyer).



## 1. Introduction

In freshwater systems, the transfer of pollutants (e.g., radionuclides, heavy metals) depends on the behaviour of the sediment particles in terms of dispersion, sorption, deposition, erosion, ... In these systems, the natural suspended material is heterogeneous. The modelling of transfers of these particles and their associated pollutants can be refined coupling hydro-sedimentary and chemical dynamics using a multi-class approach [1]. The finest particles mainly consist of mineral elements containing aluminosilicates with large specific surfaces ( $10\text{--}100\text{ m}^2\text{ g}^{-1}$ ). They have cohesive properties and a high sorption rate towards organic and inorganic xenobiotics. The largest particles are made of detrital materials containing quartz with low specific surfaces ( $<10^{-3}\text{ m}^2\text{ g}^{-1}$ ), and lower reactivity with pollutants. Consequently, the modelling of the transfer of pollutants mainly needs to consider the chemical and sedimentary behaviours of the fine particles. One of the first steps is to characterize the kinetics of the clearance rate over a calm water column in terms of effective settling velocities for each group of particle. This parameter is important because it includes different characteristics, such as the size, the shape and the density of particles, which affects their transfers and those of their associated pollutants.

Two families of methods exist. On the one hand settling velocities are deduced from the granulometric distributions, using the Stokes formula for example. The most usual method, called the Atterberg procedure [2], uses arbitrary specific sedimentation times to isolate the finest particles ( $<50\text{ }\mu\text{m}$ ). Finally, the use of laser diffraction is also popular: it is based on the measurement of the diffusion/refraction angles for light when a particle crosses the laser beam.

On the other hand, settling velocities can be directly measured in experimental settling columns or/and in situ. In-situ measurements are possible through the use of optical (turbidimeter) and acoustical (Doppler velocimetry) probes or high-resolution cameras directly immersed within the studied medium [3]. Optical or acoustical probes allow monitoring the evolution in space and time of the concentration profiles, which are analysed to evaluate the effective settling velocities. High-resolution cameras provide simultaneous determination of the granulometric distribution, the shape of the particles, and their settling velocities. Nevertheless, the resolution of the cameras is still not sufficient for studying fine sediment [4].

In practice, these in-situ methods do not allow one to collect matter and perform physico-chemical analyses and to determine the associated pollutant loads. At this end of the particle size spectrum, experimental settling columns are more appropriate. Two main protocols are applied: one uses a floating layer resulting from a uniform injection of matter on the surface of the water column while the other one uses an initially homogeneous suspension load over the column. For the first one, settling velocities are obtained from the measurement of the deposited matter quantities as a function of time [5]. For the second one, settling velocities are estimated from the calibration of mathematical models on the evolution of the suspended load [6]. However, the major difficulty remains the consideration of appropriate sampling times.

Related to the latter family, the present article describes the protocol TALISMEN (French acronym for metal transfers at liquid/solid interfaces in natural water). The objectives are to validate a simple experimental protocol for characterizing the main settling classes of a heterogeneous suspension of fine particles without granulometric considerations and/or threshold criteria. The first part of the paper describes the method while the second part reports the results of its application to calibrated suspensions at the end of validation.

## 2. Experimental device

The experimental device consists of a 350 l glass column ( $1.5\text{ m} \times 0.46\text{ m} \times 0.46\text{ m}$ ). The bottom is designed as a two-part sediment collector for the isolation and the extraction of the deposited matter. A mechanical stirrer (Milton Roy Serie VDI, 1 m shaft length, 80 mm propeller diameter) is used to homogenize the suspension before the settling experiments. Turbidity measurements are performed with two optical backscatter sensors (OBS-3, D&A Instruments) immersed at different depths and connected to a data acquisition system (Agilent 34970A) driven by the Benchlink data logger software (Agilent). 1 l water samples at the same depths as the turbidimeters are taken using a peristaltic pump (Masterflex serie 323). They are used for gravimetric and granulometric analyses, which allow the determination of particle sizes ranging from 0.05 to 900  $\mu\text{m}$  using a laser diffraction analyser (Master sizer S, MALVERN).

Initially, the homogeneous suspended solid concentration conditions are obtained by turbulent mixing. When the turbidity signals, obtained at different depths in the tank, stay constant and equal, the mechanical stirrer is stopped. The settling phase begins at this time,  $t_0$ . The turbidity values at  $t_0$  are used as references for normalizing the turbidity signals. The settling process is investigated until the turbidity signals have decreased to a relatively constant value. During the settling period, about ten water samples are taken at regular intervals. Gravimetric analyses allows conversion of the turbidity signals from NTU to  $\text{kg m}^{-3}$ , while granulometric analyses allow comparisons with the effective settling velocities obtained using the methods described below.

### 3. Mathematical analysis

The settling groups and their effective settling velocities are deduced from a two-step mathematical analysis of the temporal evolution of the suspended solid concentration recorded during settling. The first step provides the number of groups, their contributions to the total suspended solid concentration and their decay constants at the measurement depth. The second step gives their effective settling velocities, corresponding to the values averaged over the water column height.

#### 3.1. Step 1

As suggested by several authors, the evolution of suspended solid concentration during a settling experiment can be assumed to be a first-order decay process [7]. Consequently, the evolution of the suspended solid concentration can be mathematically expressed as the sum of several first-order exponential decays. With the hypothesis that each term corresponds to a group of settling particles, this property allows one to obtain the number of settling groups, their specific contributions and their effective settling velocities.

$$SS_z^t = \sum_i SS_{z,i}^0 \cdot \exp(-\lambda_{z,i} \cdot (t - t_0)) \quad (1)$$

where  $t$  is time,  $z$  is the depth,  $SS_z^t$  is the total suspended solid concentration,  $SS_{z,i}^0$  is the initial concentration of the group  $i$  at  $t_0$  and  $\lambda_{z,i}$  is the decay rate of the group  $i$  at the depth  $z$ .

The recorded signals are normalized by  $SS^0$ , the initial total suspended solid concentration obtained at the end of the mixing phase (at  $t_0$ ):

$$\frac{SS_z^t}{SS^0} = C_z^t = \sum_i C_i^0 \cdot \exp(-\lambda_{z,i} \cdot (t - t_0)) = \sum_i C_{z,i}^t \quad (2)$$

In this equation,  $C_z^t$  is the normalized total concentration and  $C_i^0$  and  $C_{z,i}^t$  are respectively the initial and the instantaneous contributions of the group  $i$ .

The optimal coefficient set  $\{C_i^0, \lambda_{z,i}\}$  is obtained decomposing the signal corresponding to  $SS_z^t/SS^0$  with a mathematical fitting method based on the minimization of the sum of the squared residuals,  $SSR$ , between the experimental and adjusted data:

$$SSR = \sum_{t=0}^t \left( \frac{SS_z^t}{SS^0} - C_z^t \right)^2 \quad (3)$$

This decomposition is automated by the use of the ‘Solver’ function of the Microsoft-Excel software, which is commonly used for similar purpose. For a given number of groups, this function is applied to minimize  $SSR$  according to three constraints: (i) the initial contributions cannot be negative,  $C_i^0 \geq 0$ ; (ii) the sum of the contributions is equal to one,  $\sum C_i^0 = 1$ ; and (iii) the decay rates are all positive,  $\lambda_{z,i} \geq 0$ . The optimal number of settling particle groups is automatically determined considering that it is reached when  $SSR$  is not improved by the use of an additional group. To make sure that an absolute and not a local minimum is obtained, a procedure has been developed to run several times the ‘Solver’ function with different appropriate sets of initial values.

### 3.2. Step 2

At this step, the effective settling velocity of each of the groups is deduced from the temporal evolutions of the total contributions integrated on the water height  $h$  for each settling group  $i$ . These contributions are given by:

$$C_i^t = \frac{1}{h} \cdot \int_{z=0}^{z=h} C_{z,i}^t \cdot dz \quad (4)$$

Their temporal evolutions are directly linked to the effective settling velocities,  $We_i^t$ , by:

$$\frac{dC_i^t}{dt} = -\frac{We_i^t}{h} \cdot C_i^t \quad (5)$$

According to Eqs. (2) and (4), one can then write:

$$We_i^t = h \cdot \int_{z=0}^{z=h} \lambda_{z,i} \cdot \exp(-\lambda_{z,i} \cdot (t - t_0)) \cdot dz / \int_{z=0}^{z=h} \exp(-\lambda_{z,i} \cdot (t - t_0)) \cdot dz \quad (6)$$

Eq. (6) can be solved if the vertical distribution of  $\lambda_{z,i}$  is known. The experimental values (Fig. 1) show that this vertical distribution can be correctly approximated by a linear interpolation:

$$\lambda_{z,i} = a_i \cdot z + b_i \quad (7)$$

The parameters of these vertical distributions can be deduced after step 1, if the turbidimetric measurements are available for at least two depths in the settling tank. For each settling group, the effective settling velocity depends on time and on the water depth. These effective velocities are finally given by:

$$We_i^t = \frac{h}{t - t_0} - a_i \cdot h^2 \cdot \frac{\exp(-a_i \cdot h \cdot (t - t_0))}{1 - \exp(-a_i \cdot h \cdot (t - t_0))} + b_i \cdot h \quad (8)$$

This relation converges to  $We_i^t = -a_i \cdot h^2 + b_i \cdot h$  when  $t \rightarrow \infty$ . Thus, the condition  $We_i^t \geq 0$  is verified, whatever  $t$ , if  $a_i < 0$  and  $b_i > 0$ .

To compare these effective settling velocities to the granulometric information associated with the particles or given by the laser diffraction analysis, it is necessary to relate these velocities to effective diameters. At this end, it is considered that the concentration ranges used during the experiments are low enough to not influence the effective settling velocities by concentration effects. For spherical particles of small size ( $d < 100 \mu\text{m}$ ), the particle Reynolds number ( $Re$ ), which is the ratio of the inertia and viscosity forces, is smaller than 1. The effective settling velocity of such particles can then be related to an effective diameter by Stokes' law.

$$Re = \frac{We \cdot de}{\nu} < 1 \quad We = \frac{g \cdot R \cdot de^2}{18 \cdot \nu} \quad (9)$$

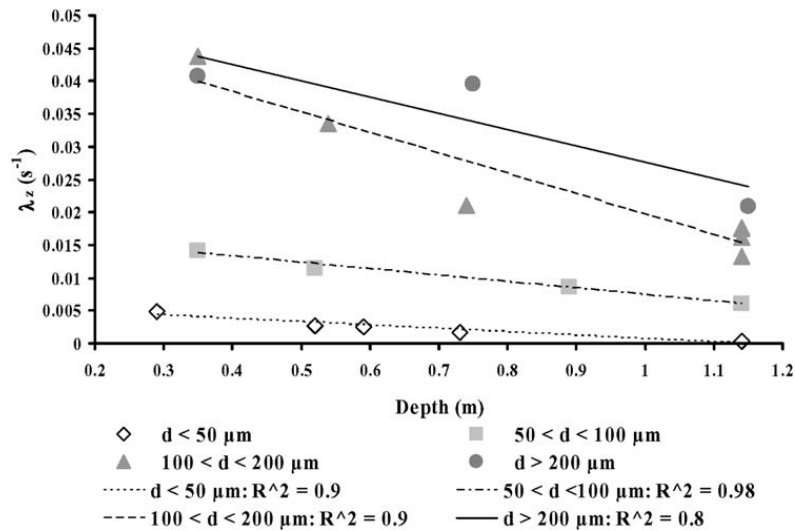
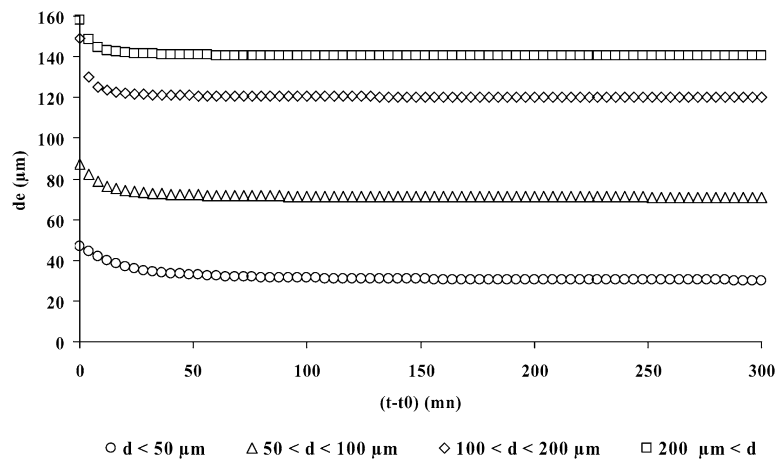
For particles larger than about  $100 \mu\text{m}$  ( $Re > 1$ ), the following relation can be used [8]:

$$We = \frac{10 \cdot \nu}{de} \left[ \left( 1 + \frac{0.01 \cdot R \cdot g \cdot de^3}{\nu^2} \right)^{0.5} - 1 \right] \quad (10)$$

In these relations,  $g$  is the gravitational acceleration,  $de$  is the effective diameter,  $R = (\rho_s - \rho_w)/\rho_w$  is the specific density of the particles,  $\nu$  is the kinematic viscosity of water.  $\rho_s$ , the density of the particles, is that of quartz material:  $\rho_s = 2650 \text{ kg m}^{-3}$ .

## 4. Application to calibrated sand suspensions

In order to test the suitability of the approach to correctly identify and characterize the settling groups, the proposed procedure is tested on well-known calibrated sand fractions obtained by dry-sieving 'Fontainebleau sand' with 500, 200, 100 and  $50 \mu\text{m}$  mesh size sieves. The first applications concern these individual sand fractions and the second ones are applied to a stoichiometric massic mixture of these sand fractions.

Fig. 1.  $\lambda_{z,i}$  distribution for each sand fraction.Fig. 1. Distribution des  $\lambda_{z,i}$  pour chaque fraction de sable.Fig. 2. Temporal evolution of  $d_e$  for each fraction.Fig. 2. Evolution temporelle des  $d_e$  pour chaque fraction.

#### 4.1. Individual sand fractions

The experimental protocol is applied to 30 g of each individual sand fraction. The first objective is to validate the hypothesis of linear vertical variations of  $\lambda_{z,i}$  and the second one is to test the ability of the protocol to find the granulometric characteristics of these sand fractions.

For the first objective, the turbidity measurements are performed for several depths in the settling tank. The  $\lambda_{z,i}$  distributions obtained for each of the sand fractions are presented on Fig. 1. These results show that these distributions are nearly linear, with resulting determination coefficients ( $R^2$ ) larger than 0.9 except for the coarsest sand fraction ( $d > 200 \mu\text{m}$ ).

Fig. 2 presents the temporal evolutions of the effective diameters deduced from the distributions of  $\lambda_{z,i}$ . It can be seen that the effective diameters given by the method are well centred on the sand fraction characteristics, except, once again, for the coarsest sand fraction ( $d > 200 \mu\text{m}$ ).

#### 4.2. Stoichiometric massic mixture

For the stoichiometric massic mixture experiments, the water depth is  $h = 1.3 \text{ m}$ . The protocol is applied to about 60 g of a mixture made of equal proportions in mass of the four calibrated sand fractions (Table 1).

Table 1  
Sand mixture composition

Tableau 1  
Composition du mélange de sable

	$200 < d < 500 \text{ (}\mu\text{m)}$	$100 < d < 200 \text{ (}\mu\text{m)}$	$50 < d < 100 \text{ (}\mu\text{m)}$	$d < 50 \text{ (}\mu\text{m)}$
Masses (g)	15.6	15.9	15.8	16.2

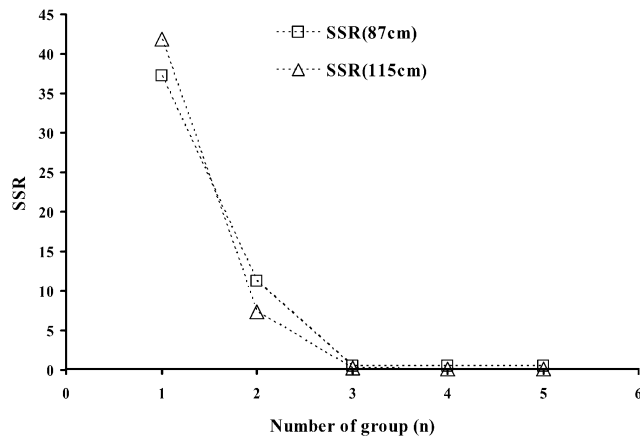


Fig. 3. SSR evolutions according to  $n$ .

Fig. 3. Evolution du SSR en fonction de  $n$ .

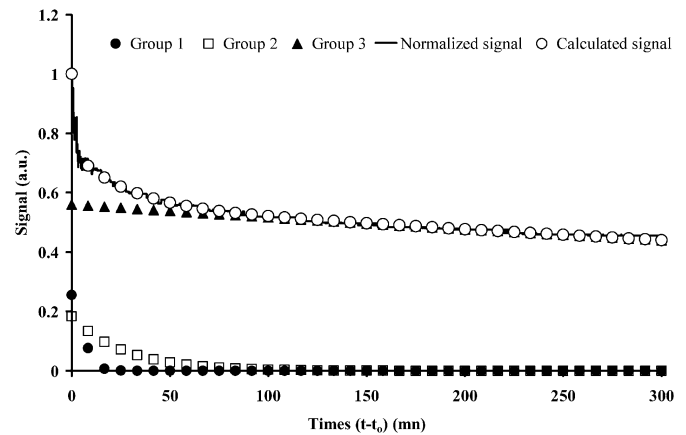


Fig. 4. Fitted signal at  $z = 1.15 \text{ m}$ .

Fig. 4. Ajustement du signal à  $z = 1.15 \text{ m}$ .

Table 2  
Fitted parameters obtained with  $n = 3$

Tableau 2  
Paramètres d'ajustement pour  $n = 3$

	Group 1	Group 2	Group 3
$\lambda_{87,i} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	1.74E-02	5.00E-04	2.40E-05
$\lambda_{115,I} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	1.09E-02	4.54E-04	9.47E-06
$C_{87,I}^0 \text{ (-)}$	0.25	0.25	0.50
$C_{115,I}^0 \text{ (-)}$	0.27	0.20	0.53
Average $C_i^0 \text{ (-)}$	0.26	0.22	0.52
$a_i \text{ (m}^{-1} \text{s}^{-1}\text{)}$	-2.30E-02	-1.64E-04	-5.19E-05
$b_i \text{ (s}^{-1}\text{)}$	3.73E-02	6.42E-04	6.92E-05

The mathematical adjustment is applied, for a number of groups varying from  $n = 1$  to  $n = 5$ , to the turbidimetric signals monitored during 300 mn with an acquisition frequency of 0.1 Hz at the depths 0.87 and 1.15 m. The evolutions, as a function of  $n$ , of the resulting sum of the squared residuals (SSR) at these depths are presented in Fig. 3. At each depth, the residues decrease with increasing number of groups up to  $n = 3$ . Beyond, additional settling groups do not improve the adjustment quality. These results suggest that even if four sieved sand fractions are used to compose the test mixture, this mixture can be decomposed into only three effective settling velocity groups. Fig. 4 presents, for  $z = 1.15 \text{ m}$ , the superposition of the experimental signal with the fitted signal and the contributions of the three groups.

The contributions of each of the settling groups, deduced from the median  $C_i^0$  calculated from the average of the values for  $z = 1.15$  and 0.87 m, and the parameters of the linear vertical distribution of the  $\lambda_{z,i}$  are presented in Table 2.

Firstly, it can be noted that the couples  $(a_i, b_i)$  respect the condition to have  $We_i^t \geq 0$  whatever  $t$  (see Eq. (8)). The equivalent settling diameters are deduced with Eq. (10) for the group 1 and with Eq. (9) for the groups 2 and 3. During the settling experiments these diameters evolved from 147 to 85  $\mu\text{m}$  for  $de_1^t$  and stay in the neighbourhood of 22  $\mu\text{m}$  for  $de_2^t$  and of 5  $\mu\text{m}$  for  $de_3^t$ .

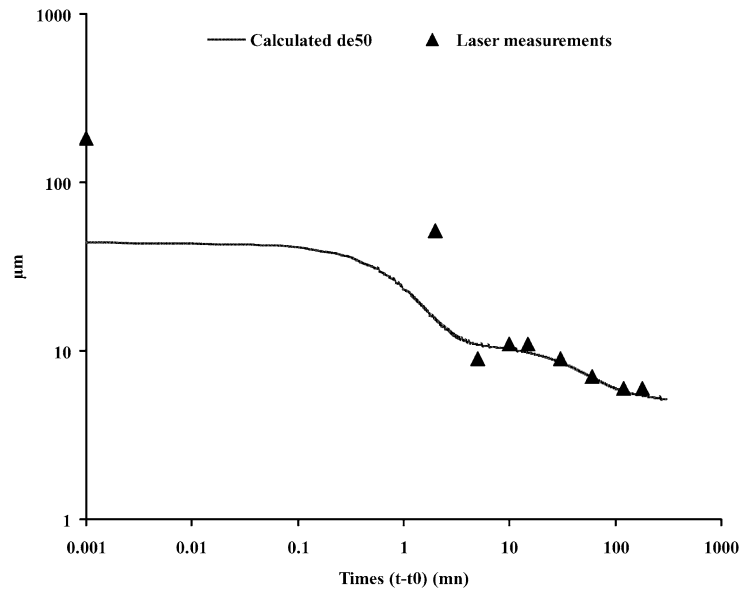


Fig. 5. Computed and measured temporal evolutions of the average diameter at  $z = 0.87$  m.

Fig. 5. Evolutions temporelles calculée et mesurée du diamètre moyen à  $z = 0.87$  m.

The temporal evolution of these diameters and of their group contributions allows one to deduce the average effective diameters,  $de_{50z}^t$ , at any time and for any depth within the settling tank using the following formula:

$$de_{50z}^t = \frac{\sum_i C_{z,i}^t \cdot de_{z,i}^t}{\sum_i C_{z,i}^t} \quad (11)$$

where  $de_{z,i}^t$  are deduced from the application of Eq. (9) or (10) (the choice depends on the diameter range) to the effective settling velocities computed with Eq. (8).

Fig. 5 presents, for the depth  $z = 0.87$  m, the temporal evolutions of the computed average effective diameters and of the  $d_{50}$  measured by laser diffraction from the water volumes sampled at this depth and for different times during the settling experiment.

This comparison shows the ability of the method to correctly represent the evolution of the average diameter except during the first minutes of the settling experimentation when the variations depend on the settling properties of the biggest particles. In the same time, as the general behaviour of the signal is relatively well represented by the mathematical analysis, it can be assumed that these limitations of the method for the biggest particles mainly result from the size of the settling device and the invalidity of the linear hypothesis for the vertical distribution of the  $\lambda_{z,i}$  for these particles.

## 5. Discussion and conclusions

The article presents the bases of a method for the fractionation of a heterogeneous suspension of fine particles into groups of effective settling velocities. This fractionation is needed for the modelling of the transfers in hydrosystems of solid particles and their associated pollutants. The proposed method is based on the monitoring and a mathematical analysis of the vertical and temporal evolutions of turbidity signals. These latter are associated with suspended matter decanting in an experimental settling column. As compared to other approaches, the objectives of the presented method are to prevent from the need of some more or less arbitrary cut off based on the diameters and/or the settling times. The suspension is described in terms of massic contributions and effective settling velocities of the different particle groups. The velocities we obtain depend on time and on the water depth. This feature results from two main points: (i) the capacity of the approach to take into account the continuous heterogeneity characterizing a natural suspension; and (ii) within a given group, the granulometry varies as a function of time and depth, since the largest particles obviously settle faster.

Two kinds of tests are presented starting from four sand samples calibrated by sieving and characterized by laser diffraction granulometry. In the first set of experiments, the proposed methodology is applied to the fractions considered individually. Except for the coarsest sand fraction, the method allows to characterize correctly each of them. As a second test, the procedure is applied to a massic stoichiometric mixture of these four sand samples. Determining three effective settling particle groups, the method tends to confirm that sedimentation experiments are more appropriate than sieving ones to report correctly the settling behavior of a bulk suspension, particularly, when the aim is the modelling of the deposit flux. This point is confirmed by the comparison of the temporal variations of the  $d_{50}$  of the bulk suspension measured by laser diffraction during the settling process and given by the method. This shows the ability of the method to correctly assess this parameter except for the first minutes, when the settling process is dominated by the coarsest particles. The poor results associated to the coarsest sand fraction can be mainly explained by the very low residence time of these fractions. To correctly take into account these particles, some improvements have to be performed on the optimisation of the water depth,  $h$ , and on the hypothesis on the vertical distribution of their  $\lambda_{z,i}$ .

Moreover, the procedure seems promising for the characterization of fine materials that are the main vectors of pollutants in hydrosystems. Consequently, its application to real suspensions sampled from the French Rhône River (Marcoule to Arles reach) is presently in progress in order to characterize the settling groups according to the season and the hydraulic conditions. At the same time, the composition of these fractions and their sorption-desorption behavior in relation to pollutants (such as radionuclides or metals) is also studied to complete the parameter set needed for the water quality model developed at IRSN.

## References

- [1] O. El Ganaoui, E. Schaaff, P. Boyer, M. Amielh, F. Anselmet, C. Grenz, *Estuar. Coast. Shelf Sci.* 60 (2004) 457.
- [2] T.A. Fontaine, T.D. Moore, B. Burgoa, *Water Res.* 34 (2000) 3473.
- [3] D.C. Fugate, C.T. Friedrichs, *Cont. Shelf Res.* 22 (2002) 1867.
- [4] A.J. Manning, K.R. Dyer, *Mar. Geol.* 160 (1999) 147.
- [5] K.B. Wong, R.H. Piedrahita, *Aquac. Engrg.* 21 (2000) 233.
- [6] J.P. Chancelier, G. Chebbo, E. Lucas-Aiguier, *Water Res.* 32 (1998) 3461.
- [7] D. Prandle, *J. Hydraul. Engrg.* 123 (1997) 341.
- [8] L.C. Van Rijn, *Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas*, Aqua Publications, The Netherlands, Amsterdam, 1993.





## Annexe H

Publication sur la modélisation des transferts de polluants dans la colonne sédimentaire

## **A dynamic box model to predict the radionuclide behaviour in rivers for medium and long-term periods**

P. Boyer<sup>1</sup>, K. Beaugelin-Seiller<sup>1</sup>, F. Ternat<sup>1</sup>, F. Anselmet<sup>2</sup> and M. Amielh<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*IRSN, DEI, CE Cadarache, BP. 3, 13115 St. Paul-Lez-Durance, France*

<sup>2</sup>*IRPHE, Technopôle Château-Gombert, BP. 146, Marseille, France*

---

**Abstract.** This paper presents a dynamic box model for the radionuclide behaviour in rivers on medium- and long-term periods (several days to several years). The river is described as a succession of boxes representative of its different reaches. In each reach, the compartments are the water column and three bottom sediment layers. Called interface, the first layer plays a fundamental role for the vertical exchanges of solid radionuclide phases between the water column and the sediment. The second layer results from the consolidation of the previous one. Its interstitial water is mobile and the dissolved radionuclide phases can be exchanged with the water column. It is called active. The last layer results from the consolidation of the active layer. Its interstitial water is slightly mobile and it is assumed that its dissolved radionuclide phases cannot be exchanged. It is called passive. In each compartment, the model computes the temporal evolution of the radionuclide activities in the main abiotic and biotic components. The abiotic components are the water and different matter classes classified according to their deposit kinetics. The biotic components are phytoplankton, zooplankton, and fish distributed in planktonivorous and omnivorous species, in water column and macrobenthos in bottom sediment.

### **1. INTRODUCTION**

This paper presents a dynamic box model to study and predict the radionuclide behaviour in rivers for medium- and long-term periods (from several days to several years). This model is implemented in the version 0.1 of the CASTEAUR code, the version 0.0 being dedicated to short-term assessments mainly associated to accidental situations [1]. For long-term periods, the sediment plays a fundamental role for the radionuclide transfers [2]. In function of the local and hydraulic conditions, this compartment can accumulate (deposition), rapidly be released (flood event), slowly exchange (diffusion) or definitively stock (consolidation) radionuclides. In this context, and after more than 50 years of military and civil nuclear activities, it seems important to assess the constituted stocks and their capacity to be remobilised, in associating modelling and in-situ measurements. Compared to equivalent models for long-term assessments [3-4], the approach proposed in this paper is based on a strong coupling between hydraulics, sedimentary dynamics and radionuclide transfers.

Because it is well known now that radionuclide speciation is depending on granulometry and the nature of matters [5-6], the model can take into account several matter classes identified and classified according to their settling kinetics [7]. In the bottom sediment, three main layers are classically considered to compute radionuclide transfers in rivers [8]: an interface, an active layer and a passive layer. The present approach proposes specific sedimentary modelling for the interface layer taking into account several classes of particles and it introduces the effects of compaction processes on vertical transfers of the solid and dissolved radionuclide phases.

Always in the context of long-term assessments, the filtration processes could become non-negligible for some radionuclides. These processes are also included in the model.

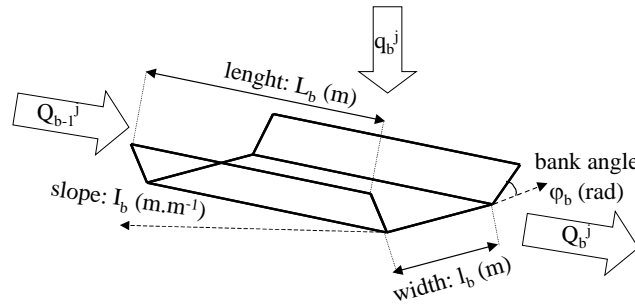
The model is built upon five sub-models, related to: 1) hydrography, 2) hydraulics, 3) sedimentary dynamics, 4) trophic chain and 5) radioecology. In comparison to CASTEAUR v0.0, the main evolutions concerns the hydraulic, sedimentary and radioecological models. As the trophic chain model is not much changed, it will not be presented again here (see [1]).

## 2. GENERAL CONSIDERATIONS

A box approach is considered, the boxes being identified to the river reaches (§ 3). Consequently, the results and the parameters are assumed uniform at the scale of a reach. This point limits the domain of application to time steps equivalent to the hydraulic characteristic times of the domain (typically, one to several days). The calculations give the temporal evolution of the radionuclide stocks in the different components.

## 3. HYDROGRAPHIC AND HYDRAULIC MODELS

The hydrographic model describes the geometry of the river. It is based on a succession of reaches, constituting a linear hydrographic network. The main criterion for identifying a reach is the part of the river limited by two inflows. On a reach, the hydrographic parameters are the length  $L_b$  (m), the average slope  $I_b$  (m.m<sup>-1</sup>) and the trapezium bathymetric section form (figure 1).



**Figure 1.** Hydrographic parameters and water flow model.

The hydraulic model assesses the temporal evolutions of the water flow  $Q_b^j$  (m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>), the water column volume  $wc_b^j$  (m<sup>3</sup>) and the shear stress of the flow on the bottom  $\tau_b^j$  (N.m<sup>-2</sup>). These results are used in the sedimentary (§ 4) and the radioecological models (§ 5) to compute the fluxes of matter and radionuclides between the reaches and between the column and the sediment. The temporal evolutions of the water column stocks are calculated by:

$$\frac{dwc_b^j}{dt} = Q_{b-1}^j + q_b^j - Q_b^j \quad (1)$$

$q_b^j$  (m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>), the water inflow in the reach  $b$  for the day  $j$ , is an input data.

Considering  $Q_b^j = U_b^j \cdot SM_b^j$  and the Strickler relation for uniform flow conditions [9],

$U_b^j = K_{S_b} \cdot Rh_b^{j \frac{2}{3}} \cdot \sqrt{I_b}$ , the water depth, and consequently the bottom shear stress, can be deduced [10]:

$$\tau_b = I_b \cdot \rho \cdot g \cdot Rh_b \quad (2)$$

$SM_b^j$  is the wetted area (m<sup>2</sup>),  $Rh_b^j$  is the hydraulic radius (m),  $U_b^j$  is the flow mean speed (m.s<sup>-1</sup>) and  $K_{S_b}$  is the Strickler coefficient (m<sup>1/3</sup>.s<sup>-1</sup>).

#### 4. SEDIMENTARY MODEL

The sedimentary model assesses the stocks and the fluxes of solid matter needed for the calculation of radionuclide transfers both under solid and dissolved forms (§ 5). Three sedimentary layers are considered. The first one is an interface layer with the water column. It is a very fine layer constituted of recent deposit not compacted yet [11]. So, it can be admitted, in this layer, that all the matters have a non-cohesive behaviour. Its associated parameters are  $hmax_{il}$  (m), its maximal thickness (typically, few times the matter diameter) and  $\phi_{il}$  (%), its mean water content ( $\approx 80$  %). The second layer results from the compaction of the interface. If the matter is cohesive, the consolidation is initiated but the interstitial water remains mobile and the dissolved phases can be exchanged with the column. This is the active layer, parameterised by  $hmax_{al}$  (m), its maximal thickness (some centimeters), and  $\phi_{al}$  (%), its mean water content ( $\approx 60$  %). The compaction of the active layer induces the third layer, where the consolidation becomes strong enough to reduce the mobility of interstitial water, and the exchanges of dissolved radionuclide phases are negligible. This layer is called the passive layer. It is parameterised only by  $\phi_{pl}$  (%), its mean water content ( $\approx 40$  %).

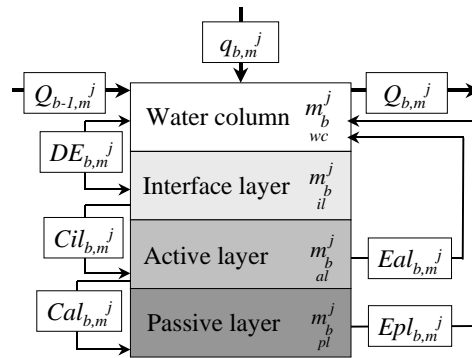
In each reach  $b$ , for each particle class  $m$ , and for each time step  $j$ , the sedimentary model computes the masses (kg)  $m_{wc}^j$ , in the water column,  $m_{il}^j$ , in the interface layer,  $m_{al}^j$ , in the active layer, and  $m_{pl}^j$ , in the passive layer.

In the water column,  $w_{wc}^j$  (m<sup>3</sup>), the water volume, is assimilated to  $w_{wc}^j$ ; when in interface, active and passive layers, water volumes are respectively given by:

$$w_{il}^j = \frac{1-\phi_{il}}{\phi_{il}} \cdot \frac{M_{il}^j}{\rho_w}; w_{al}^j = \frac{1-\phi_{al}}{\phi_{al}} \cdot \frac{M_{al}^j}{\rho_w}; w_{pl}^j = \frac{1-\phi_{pl}}{\phi_{pl}} \cdot \frac{M_{pl}^j}{\rho_w} \quad (3)$$

where  $\rho_w$  (kg.m<sup>-3</sup>) is the water density and  $M_{il}^j$ ,  $M_{al}^j$  and  $M_{pl}^j$  are the total masses of these layers.

Figure 2 presents the different fluxes considered in this sedimentary model.



**Figure 2.** Sedimentary fluxes (kg.s<sup>-1</sup>).

- $Q_{b-1,m}^j$  and  $Q_{b,m}^j$  are the entering flux, coming from the upstream reach, and the outgoing flux.

$$Q_{b-1,m}^j = Q_{b-1}^j \cdot [m]_{wc}^j = Q_{b-1}^j \cdot \frac{m_{wc}^j}{m_{wc}^j} \quad \text{and} \quad Q_{b,m}^j = Q_b^j \cdot [m]_{wc}^j = Q_b^j \cdot \frac{m_{wc}^j}{m_{wc}^j} \quad (4)$$

- $q_{b,m}^j$  is an entering flux coming from outside the study domain. It is an input data.
- $DE_{b,m}^j$  is the balance, for the particle class  $m$ , between erosion and deposition fluxes related to the water column and the interface layer. In the latter, as the matter is supposed not to be consolidated, the balance is applied to each class independently of the other ones. Its formulation is given by [12]:

$$DE_{b,m}^j = \frac{Wc_m}{Rh_b^j} \cdot (m_{b,wc}^j - m_{b,wc}^{j*}) \quad (5)$$

$m_{b,wc}^{j*}$ , the equilibrium mass of class  $m$  in the water column, is depending on the matter and the hydraulic conditions. It is given by:

$$m_{b,wc}^{j*} = \frac{e_m}{Wc_m} \cdot \left( \frac{\tau_b^j}{\tau c e_m} - 1 \right) \cdot w c_b^j \text{ if } \tau_b^j > \tau c e_m \text{ and } m_{b,wc}^{j*} = 0 \text{ if } \tau_b^j \leq \tau c e_m \quad (6)$$

For each class  $m$ ,  $Wc_m$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) is the settling velocity,  $\tau c e_m$  ( $\text{N.m}^{-2}$ ), the critical erosion shear stress, and  $e_m$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ), the erosion rate. These parameters can be theoretically computed or experimentally measured from experimental devices [7-12].

- $Cil_{b,m}^j$  and  $Cal_{b,m}^j$  are the matter fluxes resulting from the compaction of the interface and the active layer. When the thickness of a layer becomes larger than its maximal value, the matter in excess is transferred to the inferior layer. At this stage, the cohesive behaviour of the matter has to be taken into account. Then, these transfers do not concern any more the classes individually but their melange. The transfers by class are deduced according to the contribution of each class to the melange.
- $Eal_{b,m}^j$  and  $Epl_{b,m}^j$  are the erosion fluxes of the active and passive layers. For each one, these fluxes are activated only if the superior layer has been totally eroded. As for compaction, the cohesive behaviour of the matter has to be taken into account: these fluxes, modelled with the approach of Partheniades [13], are applied to the melange. The transfers by class are already known, according to the contribution of each class to the melange.

## 5. RADIOECOLOGICAL MODEL

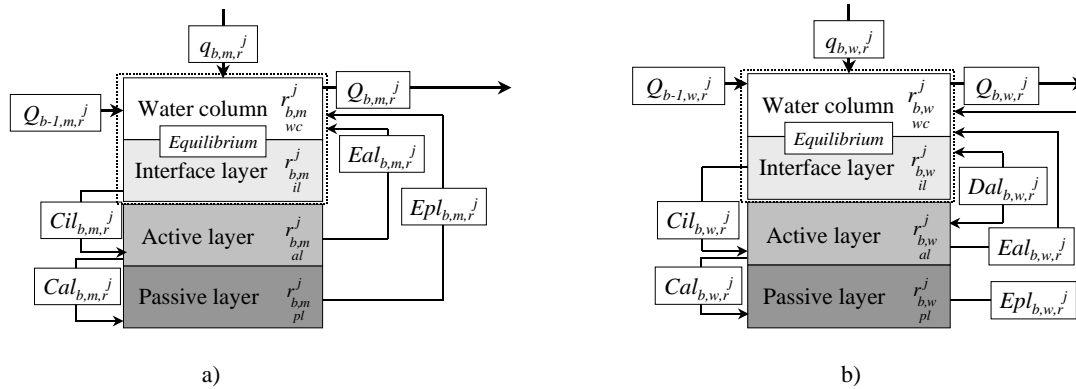
The radioecological model uses the results provided by the previous models to compute the radionuclide activities (Bq). For each time step  $j$  and each reach  $b$ , the targets are the radionuclide activities under dissolved and solid phases, noted  $r_{b,wc}^j$  and  $r_{b,m}^j$ , in the water column,  $r_{b,w}^j$  and  $r_{b,il}^j$ , in

the interface layer,  $r_{b,w}^j$  and  $r_{b,al}^j$ , in the active layer, and  $r_{b,w}^j$  and  $r_{b,pl}^j$ , in the passive layer.

Considering the temporal scale resolution and the small thickness of the interface layer, the equilibrium hypothesis between this layer and the water column is assumed. Four kinds of radionuclide fluxes are taken into account: 1) between reaches, 2) between components, 3) between solid and dissolved phases and 4) through radioactive decay and the resulting filiations.

### 5.1 Fluxes between reaches and between components

Between reaches and between components, the radionuclide fluxes, associated to solid and dissolved phases, are respectively presented on figures 3a and 3b.



**Figure 3.** Solid (a) and dissolved (b) radionuclide fluxes ( $\text{Bq}\cdot\text{s}^{-1}$ ) between reaches and between components.

Considering the generic notations *cmp* for component and *F* for flux, all the radionuclide fluxes – for both the solid and dissolved phases associated to the hydraulic and sedimentary processes ( $Q_{b,m,r}^j$ ,  $q_{b,m,r}^j$ ,  $Cil_{b,m,r}^j$ ,  $Cal_{b,m,r}^j$ ,  $Eal_{b,m,r}^j$ ,  $Epl_{b,m,r}^j$ ,  $Q_{b,w,r}^j$ ,  $q_{b,w,r}^j$ ,  $Cil_{b,w,r}^j$ ,  $Cal_{b,w,r}^j$ ,  $Eal_{b,w,r}^j$ ,  $Epl_{b,w,r}^j$ ) – are directly given by:

$$F_{b,m,r}^j = F_{b,m}^j \cdot [r]_{b,m}^j = F_{b,m}^j \cdot \frac{r_{b,m}^j}{m_{b,cmp}^j} \quad \text{and} \quad F_{b,w,r}^j = \frac{F_{b,m}^j}{\rho_w} \cdot \frac{\phi_{cmp}}{1 - \phi_{cmp}} \cdot [r]_{b,w}^j = \frac{F_{b,m}^j}{\rho_w} \cdot \frac{\phi_{cmp}}{1 - \phi_{cmp}} \cdot \frac{r_{b,w}^j}{w_{b,cmp}^j} \quad (7)$$

- $q_{b,m,r}^j$  and  $q_{b,w,r}^j$ , the entering fluxes coming from outside the study domain, are input data.
- $Dal_{b,w,r}^j$  is a diffusing flux of the dissolved phase between the active layer and the water column. Its formulation is:

$$Dal_{b,w,r}^j = Kal \cdot ([r]_{b,w}^j - [r]_{b,w,al}^j) \quad (8)$$

$Kal$  ( $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) is the exchange flow between the water column and the active layer.

## 5.2 Fluxes between solid and dissolved phases

The time steps (one to several days) are long enough to apply an equilibrium hypothesis to these fluxes [14]. Under this consideration, the total activity of the radionuclide *r* in a component *cmp* is a variable which becomes independent from these exchanges because it is given by:

$$r_{b,cmp}^j = r_{b,w,cmp}^j + \sum_m r_{b,m,cmp}^j \quad (9)$$

Excepted for the water column and the interface layer, the equilibrium hypothesis allows one to write:

$$r_{b,w,cmp}^j = \frac{w_{b,cmp}^j \cdot r_{b,cmp}^j}{w_{b,cmp}^j + \sum_m Kd_{m,r} \cdot m_{b,cmp}^j} \quad \text{and} \quad [r]_{b,m}^j = Kd_{m,r} \cdot [r]_{b,w,cmp}^j \Rightarrow r_{b,m,cmp}^j = Kd_{m,r} \cdot \frac{m_{b,cmp}^j}{w_{b,cmp}^j} \cdot r_{b,w,cmp}^j \quad (10)$$

$Kd_{m,r}$  ( $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ ) is the equilibrium coefficient of the radionuclide *r* between its dissolved phase and its solid phase associated to the class *m*. A protocol is presently studied at IRSN to determine this parameter [7].

The equilibrium assumption for the radionuclide concentrations between the interface layer and the water column involves to resolve these exchanges for a same single global compartment,  $wc_{il}$ , assembling the water column and the interface layer. The relations (9) and (10) are then applied to the following sums:

$$w_{b,m}^j = w_{b,w}^j + w_{il}^j; m_{b,w}^j = m_{b,w}^j + m_{il}^j; r_{b,m}^j = r_{b,w}^j + r_{il}^j; r_{b,w}^j = r_{b,w}^j + r_{il}^j; r_b^j = r_{b,w}^j + r_{il}^j; r_b^j = r_{b,w}^j + r_{il}^j \quad (11)$$

The dissolved and solid activities in the water column and the interface layer are then given by:

$$r_{b,m}^j = m_b^j \cdot [r]_{b,m}^j; r_{b,w}^j = w_{b,w}^j \cdot [r]_{b,w}^j; r_{il}^j = m_{il}^j \cdot [r]_{il}^j; r_{il}^j = w_{il}^j \cdot [r]_{il}^j \quad (12)$$

### 5.3 Fluxes by radioactive decay and filiations

These fluxes transfer a part of the activity of a radionuclide to another one in the same phase and the same component. For a radionuclide  $r$ , the parameters are  $\lambda_r$  ( $s^{-1}$ ), its decay constant and the list of its mother's  $p$  if the filiations are activated. Typically, the set of equations specific to the resolution of these fluxes is:

$$\frac{d r_b^j}{dt} = -\lambda_r \cdot r_b^j + \sum_p \lambda_p \cdot p_b^j \quad (13)$$

## 6. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

This paper presented a dynamic box model which computes the radionuclide behaviour in rivers for medium- and long-term periods with a daily time step. Implemented in the version 0.1 of the CASTEAUR code, coupling between hydraulic, sedimentary dynamic and radionuclide transfers is proposed to refine the consideration of the main processes that strongly influence the transfers of the solid and dissolved radionuclide phases for medium- or long-term periods: transport in the water column, deposit of solid phases, erosion of solid phases, diffusion of the dissolved phase between the sediment and the water column, consolidation of the sediment layers. Particularly, the sedimentary model is based on several classes of matter identified according to their settling kinetics and three bottom sediment layers (interface, active, passive).

Finally, for some radionuclides and for long-term assessments, the filiation processes could become non-negligible and they are consequently also included in the model.

The next development will be a coupling with a dosimetric model to compute dose assessments. This model is the first step of a current thesis work devoted to the refinement of the characterization and the modelling of the bottom sediment processes (particularly, the consolidation ones) and their resulting influences on the radionuclide transfers.

## References

- [1] Duchesne S., Boyer P. and Beaugelin-Seiller K., "Sensitivity and uncertainty analysis of a model computing radionuclides transfers in fluvial ecosystems (CASTEAUR): application to  $^{137}\text{Cs}$  accumulation in chubs" *Ecological Modelling* **166** (2003) 257–276.
- [2] Eyrolle F., Charmasson S. and Louvat D., "Plutonium isotopes in the lower reaches of the River Rhône over the period 1945-2000: fluxes towards the Mediterranean Sea and sedimentary inventories" *J. Environ. Radioactivity* **74** (2004) 127-138.
- [3] Monte L. "A collective model for predicting the long-term behaviour of radionuclides in rivers" *Sci. Total Environ.* **201** (1997) 17-29.

- [4] Smith J.T., Fesenko S.V., Howard B.J., Horrill A. D., Sanzharova N.I., Alexakhin R.M., Elder D.G. and Naylor, C., "Temporal Change in Fallout  $^{137}\text{Cs}$  in Terrestrial and Aquatic Systems: A Whole Ecosystem Approach" *Environ. Sci. Technol.* **33** (1999) 49-54.
- [5] Borovec, Z., "Element in size-fractionated bottom sediment of the Elbe River in its Czech part" *Aquat. Sci.* **62** (2000) 232-251.
- [6] Vray F., Debayle C. and Louvat D., "Long-term flux of Chernobyl-derived  $^{137}\text{Cs}$  from soil to French rivers: a study on sediment and biological indicators" *J. Environ. Radioactivity* **68** (2003) 93-114.
- [7] Brach-Papa C., Boyer P., Amielh M. and Anselmet F., "Characterization and radionuclides sorption of suspended particulate matters in freshwater according to their settling kinetics" *Radioprotection* **39** (Suppl. 1) (2004).
- [8] Håkanson L. and Monte L. In *Modelling radioactivity in the environment* (Elsevier, Edited by Scott E.M., 2003) pp. 147-200.
- [9] Graf W.H. and Altinakar M.S., *Hydraulique fluviale – Écoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple* (Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 2000) pp. 71-87.
- [10] Viollet P.L., Chabard J.P., Esposito P. and Laurence D., *Mécanique des fluides appliquée* (Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1998) p 230.
- [11] Maa, J.P., Sanford, L. and Halka, J.P., "Sediment resuspension characteristics in Baltimore Harbour, Maryland" *Marine Geology*, **146** (1998). 137-145.
- [12] El Ganaoui O., Schaaf E., Boyer P., Amielh M., Anselmet F. and Grenz C., "The deposition and erosion of cohesive sediments determined by a multi-class model" *Estuarine, Coastal and Shelf Science* **60** (2004) 457-475.
- [13] Partheniades E., "Erosion and deposition of cohesive soils" *Journal of Hydraulics Division* (ASCE) **91** (1965) 105-139.
- [14] Beaugelin-Seiller K., "Influence des temps d'atteinte de l'équilibre pour les transferts de radionucléides traités par CASTEAUR sur le choix d'un modèle moyen long terme pour la chaîne trophique" Rapport IRSN/DEI – SECRE 03-016 (2003).



## Annexe I

### Publication des résultats sur l'accélération

## Région de développement des écoulements turbulents de tube

F. Ternat<sup>1,2</sup>, M. Amielh<sup>1</sup>, F. Anselmet<sup>1</sup>, O. Boiron<sup>1</sup>, P. Boyer<sup>2</sup>, L. Pietri<sup>1</sup>

1 – IRPHE, Technopôle de Château-Gombert, Marseille

2 – IRSN/DEI/SECRE/LME, C.E. Cadarache, St Paul lez Durance  
fabien.ternat@irsn.fr

### Résumé :

*L'objet du travail présenté ici est l'étude détaillée des propriétés spécifiques de la zone de développement des écoulements turbulents dans des tubes dont la section peut être circulaire, carrée ou rectangulaire. En effet, de façon surprenante, il n'existe pas à ce jour de données permettant, par exemple, de prévoir a priori l'effet d'accélération de l'écoulement qui se produit en raison de l'épaississement progressif des couches limites sur les parois du tube. Comme des données discordantes sur la longueur de cette région de développement ont par ailleurs été proposées, l'étude systématique décrite ci-après a pour objectifs, d'une part, de clarifier les points litigieux et, d'autre part, de mettre en évidence le groupement de variables qui permet d'obtenir le paramètre qui assure la similitude entre toutes les configurations possibles.*

### Abstract :

*The present paper reports a detailed analysis of the specific flow properties which are associated with the development region of pipes of circular, square or rectangular cross-sections in turbulent conditions. Indeed, there is no data presently available to determine a priori the acceleration effect which results from the progressive thickening of the boundary layers on the pipe walls. In addition, published results concerning the longitudinal extension of this development region are rather confusing. Therefore, our objective is, on the one hand, to clarify the litigious points, and, on the other hand, to display the grouping of variables which will provide the pertinent parameter for obtaining similarity between all the situations.*

**Mots-clefs : Turbulence ; écoulements de tube**

## 1 Introduction

La région initiale, aussi parfois appelée région d'entrée, des écoulements de tube est le siège de propriétés spécifiques. Ces propriétés consistent principalement en une accélération progressive de l'écoulement, qui résulte de l'épaississement progressif des couches limites sur les parois du tube. Ceci se retrouve quelle que soit la forme de la section du tube, qui est le plus souvent circulaire, carrée ou rectangulaire. Lorsque l'écoulement est turbulent, il existe quelques données, publiées principalement par Nikuradse [1], Deissler [2], Mellling et Whitelaw [3], Gessner et al. [4] et Demuren et Rodi [5]. Celles-ci montrent que l'utilisation du diamètre hydraulique  $D_h$  pour rendre adimensionnelle la position longitudinale  $X$  considérée permet de regrouper de façon satisfaisante les différentes données obtenues pour des géométries différentes. Le diamètre hydraulique est défini par  $D_h = 4S/P$ , où  $S$  est la surface de la section du tube et  $P$  le périmètre mouillé. Ainsi, le maximum de l'accélération  $U_e/U_b$  est obtenu pour  $X/D_h$  compris entre 30 et 40, où  $U_e$  désigne la vitesse moyenne sur l'axe à la position  $X$  et  $U_b$  la vitesse débitante. Néanmoins, à la fois la position exacte de ce maximum et sa valeur dépendent de façon non négligeable du nombre de Reynolds global de l'écoulement,  $Re = U_b D_h/\nu$ . Ce phénomène d'accélération progressive de l'écoulement est connu de longue date, puisqu'il implique, par exemple, la construction de souffleries dont les parois sont légèrement divergentes de l'amont vers l'aval afin d'obtenir dans la veine d'essais un écoulement sans gradient de pression. On préconise généralement une valeur de l'ordre de 0.2 deg. pour cet angle de divergence (Jaarsma, [6]), mais il n'y a jamais eu, à notre connaissance, d'étude systématique en conditions turbulentes qui conduise à la mise en évidence

du groupement de variables qui permet d'obtenir le paramètre qui assure la similitude entre toutes les configurations possibles.

Au contraire, pour des conditions laminares, des études menées dans les années 1960 – 1970 (voir White [7]) ont montré que le groupement  $(X/D)/(U_b D/\nu)$  permet de regrouper de façon satisfaisante tous les paramètres de façon à décrire par une courbe unique l'évolution de  $U_e/U_b$  pour les tubes circulaires ( $D$  étant alors le diamètre du tube), une courbe également unique, mais différente, étant obtenue pour les canaux plans (tubes rectangulaires de très grand rapport d'aspect  $B/d$ , où  $d$  est la distance entre les deux plaques parallèles les plus proches et  $B$  la largeur du canal) en utilisant le groupement  $(X/d)/(U_b d/\nu)$ . Il semble donc naturel de se demander si un même rassemblement des données est obtenu en conditions turbulentes avec ce groupement. Si ce n'est pas le cas, il faut trouver le groupement qui permet de rassembler sur une courbe unique toutes les situations possibles, et en obtenir la justification sur le plan physique. Par ailleurs, il existe dans la littérature des divergences importantes sur les résultats relatifs à la longueur d'entrée  $L_e$ , qui caractérise la position longitudinale au-delà de laquelle l'écoulement a atteint un régime pleinement développé (voir, par exemple, Comolet [8] ou White [9]), puisque certains auteurs préconisent la loi  $L_e/D = 1.6(Re)^{1/4}$  alors que d'autres préconisent  $L_e/D = 4.4(Re)^{1/6}$ . Même si, dans la gamme de nombres de Reynolds usuels ( $Re$  compris entre  $10^5$  et  $10^6$ ) où la plupart des études de laboratoire sont habituellement menées, ces deux formules conduisent à des valeurs de  $L_e/D$  qui sont très voisines,  $L_e/D \approx 30 - 40$ , il est important de revenir sur ces comportements et de clarifier cette situation. D'une part parce que l'utilisation de ces formules pour des nombres de Reynolds supérieurs à  $10^6$  conduirait bien-sûr à des valeurs de  $L_e/D$  alors nettement différentes et d'autre part parce qu'il est souhaitable de trouver une base solide à l'une ou à l'autre de ces deux expressions.

C'est donc pourquoi nous avons entrepris, à l'aide de modélisations numériques conduites avec le code Fluent, une étude systématique de ce problème, de façon à pouvoir faire varier indépendamment la forme de la section, la valeur de la longueur qui caractérise cette section et la vitesse débitante, mais aussi de façon à bien mettre en évidence quelle est cette longueur caractéristique ( $D$ ,  $d$  ou  $D_h$  ?). Les résultats que nous avons obtenus, et qui sont présentés ci-après, permettent notamment de montrer que c'est en fait la variable  $\delta_1/D_h$ , où  $\delta_1$  désigne l'épaisseur de déplacement de la couche limite, qui permet de rendre universelle la loi d'évolution de l'accélération dans la zone de développement des tubes, cette loi restant exactement la même pour des tubes circulaires et des conduits à section carrée ou rectangulaire (cela restant au moins valable jusqu'à des rapports d'aspect égaux à environ 13).

## 2 Description succincte de l'approche numérique utilisée

Les résultats présentés ici ont été obtenus de façon numérique, avec le logiciel Fluent (version 6.2), en utilisant le modèle  $k - \epsilon$  standard. Une attention particulière a dû être apportée aux maillages que nous avons utilisés. Pour les tubes de section carrée ou rectangulaire, dont nous avons simulé trois configurations différentes (demi-hauteurs  $d/2$  de 16 cm, 21 cm et 30 cm et  $B$  toujours égale à 60 cm), les maillages étaient tri-dimensionnels (seul un quart de la section était simulé, avec des conditions de symétrie imposées sur les deux plans correspondant aux deux plans de symétrie). Pour les tubes de section circulaire (diamètres  $D$  de 16 cm, 21 cm et 30 cm), les calculs ont été effectués en 2D axisymétrique. Une attention particulière a été accordée au raffinement des divers maillages utilisés à proximité des parois, de façon à toujours obtenir des profils de vitesse moyenne longitudinale conformes aux résultats classiques pour les couches limites turbulentes (e.g. Schlichting [10]) : d'une part,  $U/U_e = (y/\delta)^{1/n}$ , avec  $1/n = 1/7$  et  $\delta$ , l'épaisseur de couche limite, et, d'autre part,  $U^+ = U/u^*$  satisfaisant à la fois la distribution logarithmique pour la région interne et la distribution linéaire pour la zone de très proche paroi, avec  $u^*$ , la vitesse de frottement. Cette étude, dont les résultats ne peuvent pas être reportés ici faute de place suffisante, nous a conduits à utiliser des maillages contenant entre 300000 et 500000 cellules hexaédriques pour les conduites à sections carrée ou rectangulaire et entre 21000 et 28000 cellules

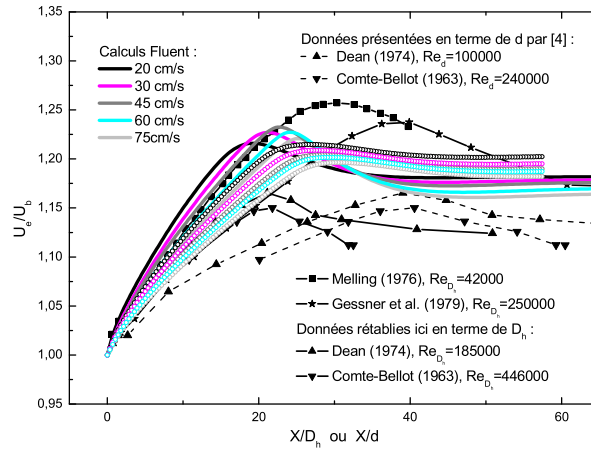


FIG. 1 – Evolution axiale de l'accélération  $U_e/U_b$  en fonction de  $X/D_h$ , pour les données expérimentales de la littérature et deux exemples typiques parmi les différents cas que nous avons simulés avec Fluent. —, tube circulaire,  $D = D_h = 16\text{ cm}$ ,  $32000 < Re_{D_h} < 120000$ ; ooooooo, tube rectangulaire,  $d = 32\text{ cm}$ ,  $D_h \simeq 42\text{ cm}$ ,  $84000 < Re_{D_h} < 315000$ .

en quadrilatères pour les conduites circulaires. La longueur simulée correspond alors à  $24\text{ m}$ , de façon à pouvoir atteindre des distances telles que  $X/D_h$  soit au minimum égal à 50. Par ailleurs, en vue des applications pratiques à venir pour lesquelles nous voulons utiliser les résultats de cette étude, le fluide simulé est de l'eau, de sorte que la viscosité cinématique a été fixée égale à  $\nu = 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$ .

Les conditions d'entrée du domaine de calcul ont été choisies telles que la vitesse moyenne  $y$  est uniforme (et donc égale à  $U_b$ ), le taux de turbulence égal à 1 % et l'échelle intégrale de la turbulence égale à  $1\text{ cm}$ . Pour les conditions de sortie, nous avons imposé la pression uniforme dans la section. Comme déjà indiqué, des conditions de symétrie sont imposées sur deux des plans orthogonaux lorsque le tube n'est pas circulaire, de façon à ne simuler que le quart de la section réelle. Cinq cas différents ont été systématiquement calculés pour chacune des géométries, avec les vitesses d'entrée prises égales à 0.2, 0.3, 0.45, 0.6 et  $0.75\text{ m/s}$ . Les conditions de convergence pour la résolution des équations utilisées dans le modèle ont toutes été prises égales à  $10^{-6}$ , nécessitant entre 1500 et 2500 itérations.

### 3 Résultats

La figure 1 regroupe une synthèse des résultats obtenus pour l'accélération  $U_e/U_b$  sur l'axe des différents conduits, en fonction de la distance  $X/D_h$ . Il faut notamment noter que les résultats obtenus par Comte-Bellot [11] et Dean [12], qui étaient tracés en termes de  $X/d$  dans l'article de Gessner et al. [4] et suggéraient alors un comportement nettement différent pour ces écoulements présentant un rapport d'aspect élevé (supérieur ou égal à 12 pour ces deux études), se regroupent parfaitement avec l'ensemble des autres résultats lorsque l'on utilise le diamètre hydraulique  $D_h$  et non pas  $d$  pour adimensionner la distance  $X$ . On observe des évolutions qui sont très semblables, dépendant de façon sensible du nombre de Reynolds global  $Re$ , mais pratiquement pas du type d'écoulement (tube circulaire, tube à section carrée ou rectangulaire). De ce point de vue, seule la position où le maximum de  $U_e/U_b$  est atteint dépend de la géométrie de l'écoulement. En effet, pour les tubes à section rectangulaire, c'est en fait la plus petite dimension de la section (celle que nous avons appelée  $d$ ) qui limite la zone de développement de l'écoulement, puisque cela correspond à la position où les couches limites qui se développent sur les 2 parois les plus proches se rejoignent sur l'axe du conduit. Ainsi, pour les 2 expériences avec un rapport d'aspect supérieur ou égal à 12, on a  $D_h \simeq 2d$ , et on observe bien que la position du maximum est alors obtenue pour  $X/D_h \approx 20$  alors que l'on a plutôt le maximum en  $X/D_h \approx 40$  pour tous les autres cas. Nous avons également analysé en détail (même si ces résultats ne peuvent pas être présentés ici faute de

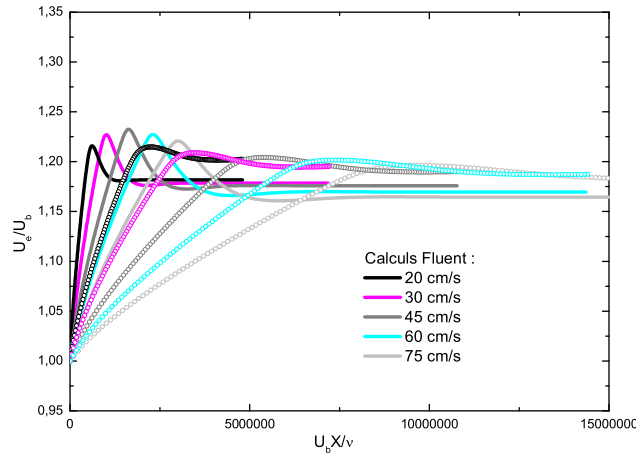


FIG. 2 – Evolution axiale de l'accélération  $U_e/U_b$  en fonction de  $U_b X/\nu$ . Mêmes données numériques que pour la figure 1.

place) l'influence du gradient de pression, par l'intermédiaire de l'équation d'évolution longitudinale du coefficient de frottement  $C_f$ ,  $C_f = 2 \frac{d\theta}{dx} - \theta \frac{H+2}{\rho U_e^2} \frac{dP}{dx}$  (où  $\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement et  $H$  le facteur de forme,  $H = \delta_1/\theta$ , qui est de l'ordre de 1.3 pour les couches limites turbulentes usuelles, c'est-à-dire pour  $1/n = 1/7$ ). L'influence du second terme de cette équation est négligeable dans la plus grande partie de l'écoulement (en gros pour  $X < 18 - 20m$ ), tant que l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  est suffisamment petite pour que ce terme reste petit devant le premier. Ainsi, les variations de  $\delta$  et de  $\delta_1$  suivront les lois classiques,  $\delta/X = 0.38 Re_x^{-1/5}$  et  $\delta_1 = \delta/8$ , obtenues sans gradient de pression pour  $1/n = 1/7$ , puisque ces variations et celle du  $C_f$  sont directement reliées (avec  $Re_x = U_e X/\nu$ ).

Afin de bien mettre en évidence l'influence spécifique de la vitesse débitante sur la variation longitudinale de  $U_e/U_b$ , la figure 2 présente les mêmes données que celles de la figure 1, mais l'évolution en  $X$  est alors comptée en terme de  $U_b X/\nu$  et non pas en terme de  $X/D_h$ . Ces résultats illustrent clairement le rôle spécifique que joue cette vitesse, ici en terme de ce nombre de Reynolds  $U_b X/\nu$ . Comme les différentes grandeurs globales (le  $C_f$ , les échelles de longueur  $\delta$ ,  $\delta_1$  et  $\theta$ ) évoluent habituellement en fonction de  $Re_x^{-1/5}$ , il semble donc logique de tracer, maintenant, les résultats de l'accélération en terme de  $(X/D_h) \cdot (U_b X/\nu)^{-1/5}$ . C'est ce qui est fait sur la figure 3, où l'on observe un regroupement assez remarquable de toutes les données sur une unique droite de pente 0.185, et ce, quel que soit le type de section considérée, circulaire, carrée ou rectangulaire, et quelle que soit la valeur de la vitesse débitante. Au vu de ce regroupement, nous avons donc ensuite tracé les mêmes données en fonction, tout simplement, de  $\delta_1/D_h$ , puisque  $\delta_1$  permet de quantifier le défaut de débit près de la paroi qui résulte de la présence de la couche limite. Ces résultats sont tracés sur la figure 4. Le regroupement de toutes les données sur une seule droite est directement lié à ce que l'on avait déjà constaté sur la figure 3, mais la pente est alors égale à 4. La valeur de cette pente s'interprète très bien physiquement, quelle que soit la forme de la section que l'on considère. Pour une section circulaire, la conservation du débit global entre la section d'entrée et une section quelconque conduit en effet à ( $D_h$  est alors égal au diamètre du tube  $D$ ),  $U_b \frac{\pi}{4} D_h^2 = U_e \frac{\pi}{4} (D_h - 2\delta_1)^2$ , soit  $\frac{U_e}{U_b} = \frac{1}{(1 - 2\delta_1/D_h)^2} \simeq 1 + 4\delta_1/D_h$ , lorsque  $\delta_1/D_h$  est petit devant 1 comme c'est le cas ici. Pour un tube à section carrée ( $D_h$  est alors égal à la longueur du côté du carré), l'interprétation est encore plus immédiate puisqu'il y a 4 côtés dans un carré, et donc 4 couches limites caractérisées par  $\delta_1$  qui croissent simultanément. Pour un tube à section rectangulaire de très grand rapport d'aspect, il y a seulement 2 couches limites qui se font ressentir, et le taux d'accélération est donc donné par  $2 \cdot \delta_1/d$  (où  $d$  est la distance entre les deux plaques parallèles). Mais, comme  $D_h$  est dans ce cas à peu près égal à  $2d$ , ce taux est bien égal aussi à  $4 \cdot \delta_1/D_h$ .

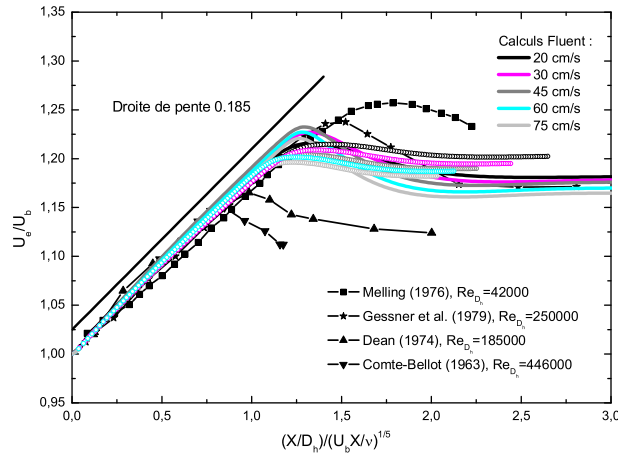


FIG. 3 – Evolution axiale de l'accélération  $U_e/U_b$  en fonction de la variable adimensionnelle  $(X/D_h)/(U_b X/\nu)^{1/5}$ . Mêmes données numériques que pour la figure 1.

Néanmoins, ce résultat n'est pas aussi trivial que les arguments précédents le suggèrent, puisqu'il ne faut pas oublier que, dans des tubes carrés ou rectangulaires de petit rapport d'aspect, les distributions transversales de vitesse présentent des effets tri-dimensionnels importants (liés notamment aux fameux tourbillons longitudinaux qui s'installent près des coins), et il n'était donc pas acquis *a priori* que la vitesse dans le plan de symétrie ( $z = 0$ ) et l'épaisseur  $\delta_1$  associée permettraient de caractériser de façon aussi simple l'effet de l'épaississement progressif des couches limites.

Finalement, à partir des résultats de la figure 3, il est possible d'obtenir la valeur de la longueur de développement  $L_e$ , qui correspond à la position longitudinale où l'écoulement est considéré comme étant pleinement développé. Comme nous l'avons indiqué dans l'Introduction, deux formulations différentes sont, de façon surprenante, usuellement proposées dans la littérature pour paramétrer l'évolution de  $L_e$ ,  $L_e/D = 1.6(Re)^{1/4}$  et  $L_e/D = 4.4(Re)^{1/6}$ . Les résultats de la figure 3 permettent de situer la longueur de développement entre la position où  $(X/D_h)(U_b X/\nu)^{-1/5} = 1.25$  et celle où  $(X/D_h)(U_b X/\nu)^{-1/5} = 1.75$ . Si, de façon générale, on écrit que  $L_e$  correspond à une certaine valeur de  $(X/D_h)(U_b X/\nu)^{-1/5}$  que l'on appellera  $C$ , alors,  $(L_e/D_h) = C \cdot (U_b L_e/\nu)^{1/5}$ , et donc  $L_e/D_h = C^{5/4} \cdot (U_b D_h/\nu)^{1/4}$ . Avec  $C = 1.25$ ,  $L_e/D_h = 1.3(U_b D_h/\nu)^{1/4}$  alors que, avec  $C = 1.75$ ,  $L_e/D_h = 2.0(U_b D_h/\nu)^{1/4}$ . On démontre ainsi que  $L_e/D_h$  **doit** varier comme la puissance 1/4 du nombre de Reynolds global  $Re$ . Les deux valeurs obtenues encadrent de façon à peu près symétrique la valeur du préfacteur trouvée dans la littérature. Faute de place, nous ne pouvons pas présenter de figure pour ces résultats, mais les commentaires précédents se suffisent à eux-mêmes. Cela implique aussi que c'est le groupement  $(X/D_h)/(U_b D_h/\nu)^{1/4}$  qui permet de caractériser de façon universelle le développement des tubes en régime turbulent, alors que c'est  $(X/D_h)/(U_b D_h/\nu)$  en régime laminaire (comme indiqué dans l'Introduction). Il faut cependant noter que, pour les tubes rectangulaires à très grand rapport d'aspect (expériences de Comte-Bellot [11] et de Dean [12]),  $L_e$  apparaît au vu de la figure 3 comme étant nettement plus petite. Ceci traduit le fait que le développement de l'écoulement est atteint lorsque l'épaisseur de la couche limite est environ égale à la demi-hauteur du canal plan  $d/2$ , soit  $\delta_1 \approx \delta/8 \approx d/16$  et donc  $\delta_1/D_h \approx 1/32 \approx 0.032$ . Dans ce cas, la taille physique qui est à comparer à l'épaisseur de la couche limite n'est en effet pas  $D_h/2$  (comme pour un tube circulaire ou un tube à section carrée) mais  $d/2$ , soit  $D_h/4$ . La relation obtenue plus haut ne peut donc pas s'appliquer de façon générale, avec une valeur universelle de  $C$ , quelle que soit la forme de la section, puisque  $L_e$  doit être comparée à la vraie grandeur ( $d = D_h/2$  pour un canal plan, par exemple) qui limite le développement de la couche limite, ce qui fixe alors pour chaque géométrie particulière la valeur de  $C$ .

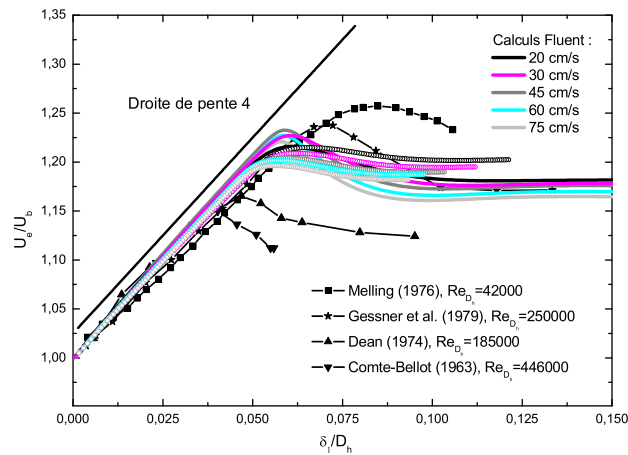


FIG. 4 – Evolution axiale de l'accélération  $U_e/U_b$  en fonction de  $\delta_1/D_h$ . Mêmes données numériques que pour la figure 1.

## 4 Conclusions

Les résultats présentés ici ont mis en évidence le paramètre sans dimension qui permet de caractériser l'accélération de l'écoulement qui apparaît pour les écoulements de tube dans leur région de développement : c'est le rapport  $\delta_1/D_h$ . L'accélération  $U_e/U_b$  est alors une fonction linéaire de  $\delta_1/D_h$ , dont la pente est égale à 4. Ils ont aussi permis de démontrer que la longueur de développement ne peut varier que comme une fonction puissance 1/4 du nombre de Reynolds global,  $Re = U_b D_h / \nu$ . Les développements que nous envisageons maintenant concernent les canaux à surface libre, pour lesquels il n'existe à peu près aucune donnée relative à leur région de développement.

## Bibliographie

- [1] Nikuradse, J. Turbulent Strömung im Innern des rechteckigen offenen Kanals. *VDI-Forschungsheft*. **281**, 37-44, 1926.
- [2] Deissler, R. G. Analytical and experimental investigation of adiabatic turbulent flow in smooth tubes. *NACA TN*, n°2138, 1950.
- [3] Melling, A. et Whitelaw, J. Turbulent flow in rectangular duct. *J. Fluid Mech.* **78**, 289-315, 1976.
- [4] Gessner, F. B., Po, J. K. et Emery, A. F. Measurements of developing turbulent flow in a square duct. In F. Durst, B. E. Launder, R. Friedrich and F. W. Schmidt (eds.) *Turbulent Shear Flows 1*, Springer Verlag, Berlin, 119-136, 1979.
- [5] Demuren, A. O. et Rodi, W. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts. *J. Fluid Mech.* **140**, 189-222, 1984.
- [6] Jaarsma, F. General design of low speed wind tunnels. Présenté au 79th Fluid Dynamics Panel Symposium, Moscou, publié dans *AGARD-CP 585*, 3.1-3.15, 1997.
- [7] White, F. M. *Viscous fluid flow* - 2ème Edition, New York, McGraw-Hill, 1991.
- [8] Comolet, R. *Mécanique expérimentale des fluides*, Tome II, 3ème Edition, Paris, Masson, 1982.
- [9] White, F. M. *Fluid mechanics* - 5ème Edition, New York, McGraw-Hill, 2003.
- [10] Schlichting, H. *Boundary layer theory* - 6ème Edition, New York, McGraw-Hill, 1968.
- [11] Comte-Bellot, G. Contribution à l'étude de la turbulence de conduite, *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université de Grenoble, 1963.
- [12] Dean, R.B. An investigation of shear layer interaction in ducts and diffusers, *Thèse de Ph. D.*, Université de Londres, 1974.





# Annexe J

## Valorisation des compétences

À l'issue de ce travail, voici le moment de faire le bilan des compétences acquises durant ces trois années de thèse. Ce dernier chapitre de la thèse, suggéré communément par mon école doctorale, l'IRSN et les associations de doctorants, vient clore ce travail. Le résumé, les enjeux étant déjà rappelés dans ce manuscrit, ils ne seront pas repris, pas plus que les éléments de conduite du projet qui n'ont posé aucun problème majeur. Ce chapitre portera surtout donc sur ce que m'a apporté ce travail et ce que ce travail a apporté.

### J.1 Compétences, savoir faire, qualités professionnelles et personnelles

#### J.1.1 Domaine d'expertise

Le travail se situant au carrefour entre les différentes disciplines citées, il pourrait être mentionné une capacité d'expertise sur le thème de l'érosion d'un matériau par un courant fluide. Seulement le terme d'expert appartient à une classe de scientifiques du domaine ayant fait leurs preuves en la matière, ce qui n'est pas mon cas. Je me qualifierais plutôt de scientifique bien introduit dans le sujet, auquel il manque l'expérience et l'assise qu'apportent les années de pratique.

Je peux néanmoins affirmer que j'ai pratiqué des expériences d'érosion artificielle, et que peu d'équipes de travail possèdent le matériel requis pour ce genre d'études (canal adapté au transport solide, matériel d'analyse turbidimétrique...). La qualification du canal m'a donné des éléments solides pour la qualification de ce type d'ouvrages et, plus généralement, de tous types de soufflerie, par n'importe quel moyen de vélocimétrie.

### **J.1.2 Connaissances acquises**

En amont de ce travail, j'ai été introduit aux transferts chimiques des polluants dans les cours d'eau. J'ai pour ma part constitué un savoir spécifique dans les domaines de :

- la sédimentologie ;
- la mécanique des fluides ;
- la mécanique des sols poreux ;
- la physique des minéraux.

ainsi que le couplage de ces disciplines autour de l'érosion.

### **J.1.3 Compétences organisationnelles**

J'ai commencé par me nourrir de l'expérience acquise au sein de l'équipe formée par mes responsables puis j'ai acquis de l'autonomie. La gestion de ce projet a demandé de jongler entre les natures différentes du travail (expériences, modélisation), les obligations (journées des thèses, réunions) et mes propres curiosités (discussions, congrès). Il a fallu gérer tout cela dans le temps imparti, ce qui constitue aussi une compétence organisationnelle.

### **J.1.4 Méthode de travail**

Il me semble très important de bien faire sa bibliographie et pas seulement pour cerner l'objectif de travail, mais aussi car elle permet de faire beaucoup d'économies. En effet, c'est elle qui guide les expériences, les méthodes de travail et d'interprétation grâce au recul offert par la littérature. Pour la modélisation, elle joue le même rôle d'informer sur les techniques et méthodes à la pointe.

Les expériences doivent être exploitables par le modèle, et ces deux aspects doivent être menés de front pour un retour actif de l'un sur l'autre, avec une consultation de la bibliographie pour la vérification et la réponse à des interrogations.

### **J.1.5 Savoir faire**

Je sais me documenter sur un sujet scientifique, acquérir le savoir en langue anglaise et fournir une synthèse.

Je sais utiliser les trois techniques principales de vélocimétrie dans les fluide : le Film (ou Fil) Chaud, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV), la Vélocimétrie Laser Doppler (VLD). Je sais aussi dépouiller de telles mesures et caractériser les propriétés d'un écoulement (développement de la couche limite turbulente).

J'ai acquis l'expérience de terrain et de laboratoire d'érosion artificielle : le carottage sur site, le conditionnement et le transport de ces échantillons, leur mise en place dans le canal. Concernant les expériences à proprement parler, j'ai mis au point un protocole d'analyse des couches d'un sédiment cohésif par érosion dans le canal HERODE. J'ai aussi utilisé le matériel nécessaire pour l'obtention des données et notamment la porosité. Côté modélisation, j'ai la capacité de comprendre le sens physique des équations et de construire un modèle mécanique. Enfin, j'ai pratiqué quelques techniques de résolution numérique d'équations aux dérivées partielles et des astuces mathématiques pour la simplification des calculs.

### J.1.6 Qualités personnelles

J'ai mené ce travail sur mes propres ressources, car je me suis senti isolé avec mon problème sur l'érosion : certes des spécialistes m'ont guidé, mais aucun n'avait exactement la même problématique que moi, sur un sujet de pointe.

En revanche, sitôt les résultats obtenus, je me suis découvert une grande aisance à les présenter en public. J'ai donc de bonnes aptitudes à la communication en public. Parallèlement à cela, j'ai des facilités à m'ouvrir aux interlocuteurs et échanger du savoir.

### J.1.7 Réseau

En héritage des réseaux de mes responsables, j'ai bénéficié d'une introduction dans ces collaborations. J'ai donc participé aux réunions du programme européen BIOFLOW (6<sup>e</sup> PCRD) et aux réunions du Plan Pluri Formation : "Erosion, Sédimentation et Glissement". De ces réunions, j'ai gardé un bon contact avec Stéphane Bonelli du CEMAGREF, et une participation aux réunions du GDR Midi<sup>1</sup> grâce à Olivier Pouliquen.

J'ai par moi-même cherché des collaborateurs, d'abord par l'intermédiaire des congrès, où j'ai pu échanger quelques cartes de visite. J'ai tiré beaucoup de profit des discussions avec Stéphane Bonelli, et l'ouverture qu'il m'a proposée avec la participation à une réunion de l'ANR ERINOH (ERosion INterne des Ouvrages Hydrauliques, juin 2006), qui s'est poursuivie jusqu'en Suède (septembre 2006), en s'ouvrant sur l'ICOLD (International Commission On Large Dams), dont une réunion est prochainement prévue à Munich.

---

<sup>1</sup>Milieux Divisés

## **J.2 Résultats, impact de la thèse**

### **J.2.1 Pour le laboratoire**

S'il est possible de parler de retombées, elles ne sont pas encore effectives. Ma contribution concerne le transport des sédiments, et elle doit être implémentée dans les codes de calcul de transferts de polluants. Il reste à adapter le modèle afin de l'implémenter dans le code existant. Dans la pratique, ce sont des publications qui alimenteront les rapports d'activité pour l'institut.

De manière directe, le modèle que je propose est facile utiliser : simple et opérationnel, il ne nécessite pas de longs calculs ni un paramétrage fastidieux.

### **J.2.2 Pour moi**

J'ai vu ces années de thèse comme une véritable expérience professionnelle, dans laquelle j'ai conduit mon premier vrai projet. Grâce aux moyens considérables mis à disposition, j'ai pu le réaliser dans son aspect expérimental et de modélisation, avec une grande liberté d'initiative et un encouragement de mon encadrement enthousiaste.

D'un point de vue humain, cette thèse a été très formatrice quant à l'écoute des conseils et de toutes sources d'inspiration, les liens humains créés et la recherche des intérêts communs. J'ai également appris à communiquer activement dans un cadre professionnel, à être convainquant et convaincu.

Enfin, le diplôme à l'issue du travail maintient une pression motivante, surtout vers la fin où je me demande encore comment j'ai pu accomplir le tout dans un délai si petit. Cela ne veut pas dire que j'ai envie de recommencer.

# Table des figures

1.1.1 Évolution de l'activité en césium 137 de 1959 à 2000 en France dans les aérosols, d'après IRSN (1997). . . . .	6
1.1.2 Part des différentes sources d'exposition radioactives pour un homme en France, d'après IRSN (1997). . . . .	7
1.1.3 Représentation d'un cours d'eau. . . . .	8
1.1.4 Classifications granulométriques des matières d'un cours d'eau (d'après Al-Hussaini (1977), cité par Holtz & Kovacs (1981)) . . . . .	9
1.1.5 Mécanismes d'échange solide-liquide d'un radionucléide $R$ avec une particule, d'après McKinley & Alexander (1992). . . . .	10
1.1.6 Répartition du pourcentage de fixation des radionucléides en fonction de la granulométrie des particules, Guéguénat (1976) cité dans Ancelin <i>et al.</i> (1979). . . . .	11
1.4.1 Représentation des flux à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire. . . . .	18
1.5.1 Schématisation des processus de transferts de polluants dans un cours d'eau.	28
2.1.1 Diagramme de Hjulstrom (1935), d'après Graf (1984). . . . .	32
2.1.2 Diagramme de Shields, (1936), d'après Graf & Altinakar (1996); en abscisse, le nombre $Re_p$ est égal au nombre de Reynolds particulaire $Re^*$ et en ordonnée, $\tau^0$ est égal à $\theta$ le paramètre de Shields. . . . .	33
2.1.3 Diagramme de Shields-Yalin, 1963, d'après Graf & Altinakar (1996); en ordonnée, $\tau_*$ désigne le paramètre de Shields. . . . .	33
2.2.1 Prises de vue de l'interface eau/vase, vase de concentration $100\text{ g.l}^{-1}$ (vase fluide). a) Début de la phase d'érosion, interface plane; b) fin de la phase d'érosion, interface déformée; tiré de Migniot cité par Perigaud (1982). . .	34
2.2.2 Prises de vue de l'interface eau/vase, vase de concentration $500\text{ g.l}^{-1}$ (vase concentrée). a) Début de la phase d'érosion, interface peu perturbée; b) fin de la phase d'érosion, un floc a été arraché, fractionné et est emporté dans une structure turbulente, formant le "burst"; tiré de Migniot cité par Perigaud (1982). . . . .	35
2.2.3 Représentation schématique des profils verticaux de tension critique d'érosion et de densité, d'après Parchure & Mehta (1985). . . . .	37

2.2.4 Synthèse de données expérimentales donnant l'évolution du paramètre de Shields en fonction de la porosité, d'après Lee (2004); Kamphuis & Hall (1983); Kelly & Gularte (1981). En légende apparaissent les tailles caractéristiques des particules. . . . .	37
2.2.5 Vue latérale d'un modèle conceptuel liant les traînées de faibles vitesses et les structures d'éjection dans un écoulement sur lit lisse (d'après Smith, 1996). (b) Vue en plan d'une visualisation à l'aide de bulles d'hydrogène dans l'écoulement sur une surface de rugosité homogène, d'après Buffin-Belanger <i>et al.</i> (2000). . . . .	39
2.3.1 a) Tétraèdre de silice (d'après Grim, 1959); b) vue isométrique d'un feuillet de silice en tétraèdre (d'après Grim, 1959); c) schéma du feuillet de silice (d'après Lambe, 1953); d) vue en plan du feuillet de silice (d'après Warshaw et Roy, 1961); d'après Holtz & Kovacs (1981) . . . . .	41
2.3.2 a) Octaèdre de <i>Al</i> (ou de <i>Mg</i> ou de <i>Fe</i> ) (d'après Grim, 1959); b) vue isométrique d'un feuillet de silice en tétraèdre (d'après Grim, 1959); c) schéma du feuillet de silice (d'après Lambe, 1953); d) vue en plan du feuillet en octaèdre de <i>Al</i> (ou de <i>Mg</i> ) (d'après Warshaw et Roy, 1961); d'après Holtz & Kovacs (1981) . . . . .	41
2.3.3 Vue au microscope électronique de trois argiles communes, d'après The Mineralogical Society. . . . .	43
2.3.4 Schéma de la structure de la kaolinite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981) . . . . .	43
2.3.5 Schéma de la structure de la montmorillonite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981) . . . . .	44
2.3.6 Schéma de la structure de l'illite, d'après Lambe (1953) cité par Holtz & Kovacs (1981) . . . . .	45
2.3.7 Schéma de la jonction entre deux feuillets octaédrique et tétraédrique de la kaolinite, d'après Revil & Leroy (2001). . . . .	45
2.3.8 Schéma de la double couche de diffusion à proximité de la surface d'un cristal colloïdal siliceux en présence d'une solution chargée en ions; (a) cas acide, (b) cas basique. EDL est la contraction de Electrical Diffusive Layer, ou Couche de diffusion de électrique, d'après Revil <i>et al.</i> (1999). . . . .	46
2.3.9 Schématisation des trois couches à la surface d'une paillette de kaolinite d'après Revil & Leroy (2001). . . . .	47
2.3.10 Schématisation de l'espace interparticulaire. . . . .	48
2.3.11 Représentation simplifiée de l'énergie d'interaction en fonction de la distance entre particules, d'après Ladd & Kinner (1967). . . . .	51
2.4.1 Schéma de la microstructure et du système macroscopique, d'après Yong et Sheeran (1973) et Push (1973); 1. domaine, 2. grappe, 3. ped, 4. grain de silt, 5. micropore, 6. macropore. . . . .	54
2.4.2 Représentation des arrangements élémentaires de particules : a) interaction entre plaquettes d'argiles; b) interaction entre silt et sable; c) interaction entre groupements de plaquettes d'argiles; d) interaction entre plaquettes de silts et de sable enrobées; e) interaction partiellement discernable entre particules, d'après Collins et McGown (1974). . . . .	55

2.4.3 Représentation d'assemblages de particules : a) ,b) , c) liants ; d) agrégat irrégulier retenu par des assemblages ; e) agrégat formant un arrangement en nids d'abeilles ; f) agrégat régulier en interaction avec un grain de silt ; g) agrégat régulier en interaction avec une matrice ; h) amas d'argile enchevêtrés ; i) idem h avec inclusion de silts ; j) matrice de particules argileuses ; k) matrice de particules granulaires, d'après Collins et McGown (1974). . . . .	55
2.4.4 Schématisation de l'effondrement d'un assemblage de particules d'argiles, d'après Revil <i>et al.</i> (2002). . . . .	56
2.4.5 Représentation schématique à trois couches d'un profil de tension critique d'érosion, d'après Parchure & Mehta (1985). . . . .	57
2.4.6 Représentation schématique à trois couches de la colonne sédimentaire. . .	58
2.4.7 Schématisation d'une coupe verticale du cours d'eau et du lit sédimentaire et position des repères. . . . .	61
2.4.8 Courbes œdométriques de plusieurs couches d'un sédiment, d'après Holtz & Kovacs (1981). . . . .	63
3.1.1 Schématisation d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et le lit sédimentaire, et représentation des actions qu'elle subie. . . . .	70
3.2.1 Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds $Re^*$ : comparaison de synthèses expérimentales et du modèle de Pilotti & Menduni (2001). . . . .	77
3.2.2 Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds $Re^*$ pour le modèle de Graf (1984) modifié et sans consolidation. . . . .	78
3.3.1 Résultats de la modélisation de Dade <i>et al.</i> (1992), en coordonnées de Shields, et comparaison avec des données de référence. . . . .	79
4.1.1 Schématisation de deux particules en interaction. . . . .	82
4.2.1 Schématisation du réseau cristallin cubique simple. . . . .	83
4.4.1 Évolution du nombre de coordination partiel en fonction de la teneur en particules, d'après Pinson (1998) cité par Claquin (2003). . . . .	86
4.4.2 Évolution du nombre de coordination partiel entre des petites particules en fonction de la taille des particules, et pondérée par le spectre granulométrique, pour différents spectres expérimentaux. . . . .	88
4.5.1 Schématisation d'une particule à l'interface entre l'eau et le lit sédimentaire.	89
4.5.2 Évolution du nombre de coordination modélisé en fonction de la taille des particules. . . . .	90
5.1.1 Diagramme d'analyse des coordonnées de Shields. . . . .	92
5.2.1 Évolution de la vitesse critique $u^*$ en fonction de la taille des particules, pour différentes valeurs de la porosité. . . . .	94
5.2.2 Évolution du paramètre de Shields critique en fonction du nombre de Reynolds particulaire $Re^*$ , pour différentes valeurs de la porosité. . . . .	94
5.4.1 Évolution de la fonction de cohésion $1 + \frac{F_C}{F'_g}$ en fonction de la taille des particules $d$ pour différentes valeurs de la porosité pour $\Phi = 52, 5^\circ$ . . . . .	97

5.4.2	Évolution de la longueur d'efficacité de la cohésion $d_e$ en fonction de la porosité $n$ , entre deux particules (sans coordination) pour $\Phi = 52,5^\circ$ . . . . .	98
5.5.1	Évolution de la fonction de cohésion en fonction du diamètre des particules $d$ , pour différentes valeurs de la porosité pour $\Phi = 52,5^\circ$ . . . . .	100
5.5.2	Évolution du diamètre d'efficacité de la cohésion $d_{ec}$ en fonction de la porosité $n$ (trait plein), avec coordination pour $\Phi = 52,5^\circ$ ; en pointillés figure, en rappel, la courbe pour l'interaction entre deux particules. . . . .	100
5.6.1	Comparaison des valeurs des seuils d'érosion en fonction de la porosité entre les données de la bibliographie (Lee, 2004; Kamphuis & Hall, 1983; Kelly & Gularte, 1981) et les isovaleurs du diamètre de particules données par le modèle. . . . .	101
6.1.1	Schématisation du canal HERODE. . . . .	106
6.2.1	Évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds : en étoile les données de Cousteix (1988) sans gradient de pression; en trait plein les données de la loi avec gradient de pression d'après Ternat <i>et al.</i> (2006). . . . .	111
6.2.2	Évolution de la longueur d'entrée en fonction de la vitesse débitante pour différentes valeurs de la hauteur d'eau dans le canal HERODE. . . . .	111
6.2.3	Évolution de la contrainte de frottement $\tau_f$ ( $N.m^{-2}$ ), en $x = 5,5 m$ dans le veine d'essai, en fonction du débit dans le canal HERODE, pour différentes hauteurs d'eau : en traits pleins le frottement calculé à partir de l'équation 6.2.17, en pointillés le frottement sans gradient de pression. Les différentes couleurs correspondent aux différentes hauteurs d'eau. . . . .	112
7.1.1	Vue d'ensemble des tubes de plexiglass. . . . .	116
7.1.2	Principales étapes d'échantillonnage des sédiments au fond des cours d'eau. . . . .	116
7.1.3	Étapes de mise en place des sédiments dans le canal HERODE. . . . .	118
7.2.1	Représentation simplifiée en coupe longitudinale du caisson à érosion équipé des carottes. . . . .	119
7.2.2	Photographie d'un turbidimètre, d'après Mylvaganam & Jakobsen (1998). . . . .	120
7.2.3	Principe de fonctionnement d'un turbidimètre, d'après Mylvaganam & Jakobsen (1998). . . . .	120
7.2.4	Vue d'ensemble d'une unité d'affichage de la turbidité, d'après Data Sheet D243. . . . .	121
8.1.1	Localisation géographique des sites de prélèvement de sédiments. . . . .	126
8.2.1	Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée, expérience n° 1, cas à 1 couche. . . . .	130
8.2.2	Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée, expérience n° 2, cas à 5 couches. . . . .	131
8.2.3	Granulométrie de la colonne sédimentaire expérience n° 2. . . . .	132
8.2.4	Évolution de la profondeur érodée en fonction du temps, expérience n° 2. . . . .	132



9.1.1 Synthèse des calibrages des turbidimètres par les prélèvements de matières en suspension. . . . .	138
9.1.2 Profils verticaux de porosité. . . . .	138
9.1.3 Courbes granulométriques des couches 0 – 5 mm des sédiments prélevés pour l'ensemble des expériences menées. . . . .	139
9.1.4 Qualification minéralogique des matières en suspension du Rhône prélevées à Arles en novembre 2004. . . . .	140
9.1.5 Qualification minéralogique des matières en suspension du Rhône prélevées à Mornas en novembre 2004. . . . .	141
9.2.1 Évolution de la porosité interpolée en fonction de la profondeur des couches.	144
9.2.2 Évolution de la tension critique d'érosion en fonction de la porosité. . . . .	145
9.2.3 Évolution de la tension critique d'érosion en fonction de la compaction. . . . .	145
9.2.4 Évolution du seuil d'érosion en fonction du nombre de Reynolds particulaire.	146
9.3.1 Évolution de la vitesse d'érosion en fonction de la tension critique d'érosion.	146
9.3.2 Évolution du temps caractéristique de l'érosion en fonction de la compaction.	147
10.1.1 Comparaison des résultats des expériences (étoile) et de la modélisation (cercles). . . . .	152
10.1.2 Comparaison des nombres de Reynolds modélisés en fonction des nombres de Reynolds expérimentaux pour toutes les expériences. . . . .	153
10.1.3 Comparaison des paramètres de Shields modélisés en fonction des paramètres de Shields expérimentaux pour toutes les expériences. . . . .	153
10.2.1 Résultat du calage de la loi d'Athy sur les profils expérimentaux de porosité.	155
10.2.2 Comparaison des gradients verticaux de porosité obtenus par l'approximation sur la loi d'Athy et par le gradient linéaire. . . . .	156
10.3.1 Évolution de la contrainte effective $\sigma'$ en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas sans apport de matières. . . . .	158
10.3.2 Évolution de la contrainte effective $\sigma'$ en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières. . . . .	159
10.3.3 Évolution de la porosité $n$ en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières. . . . .	159
10.3.4 Évolution de la contrainte critique d'érosion $\tau_{ce}$ en fonction de la profondeur, pour différents temps de simulation (début, 1/4, moitié, 3/4 et final), cas avec apport de matières. . . . .	160
10.4.1 Diagramme de type Mohr-Coulomb pour l'érosion d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire : évolution de la contrainte critique de cisaillement fluide en fonction de la contrainte effective à partir des simulations numériques proposées. . . . .	161
10.4.2 Diagramme de type Mohr-Coulomb pour l'érosion d'une particule à l'interface entre la colonne d'eau et la colonne sédimentaire : évolution de la contrainte critique de cisaillement fluide $\tau_{ce}$ en fonction de la contrainte effective $\sigma'$ à partir de la porosité et de la granulométrie expérimentales. . . . .	163

A.1.1	Résultat de remise en suspension : en bleu la concentration, en vert le frottement et en noir la concentration modélisée. . . . .	177
A.2.1	Évolution de la profondeur érodée en fonction du temps pour les expériences de RES. . . . .	179
A.3.1	Profils de tension critique d'érosion mesurés par érosion artificielle. . . . .	181
E.0.1	Représentation schématique d'un volume élémentaire représentatif dans le sol. . . . .	198
E.3.1	Représentation d'un élément fixe de référence. . . . .	199
E.4.1	Schématisation d'une coupe verticale du cours d'eau et du lit sédimentaire et position des repères. . . . .	201
F.1.1	Vue détaillée de l'élément sensible du film chaud . . . . .	204
F.1.2	Schématisation d'un volume de mesure et vue des franges d'interférence. . . . .	205
F.1.3	Schéma de la chaîne d'acquisition d'un système de vélocimétrie laser doppler, d'après le site internet Dantec <a href="http://www.dantecdynamics.com/lda/system/">http://www.dantecdynamics.com/lda/system/</a> . . . . .	206
F.2.1	Schématisation de la couche limite. . . . .	207
F.2.2	Loi d'évolution des paramètres de couche limite, d'après Cousteix (1988). . . . .	212
F.2.3	Identification des différentes sous-couches de la région interne de la couche limite sur une paroi plane. . . . .	213

# Liste des tableaux

2.2.1 Valeurs des granulométries approchées des données expérimentales bibliographiques. . . . .	36
3.2.1 Valeurs des paramètres des modèles testés sans consolidation. . . . .	76
3.2.2 Valeurs des paramètres ajustés pour modèles sans consolidation. . . . .	77
4.2.1 Valeurs usuelles de la compacité des principaux réseaux cristallins simples. . . . .	82
5.2.1 Valeurs des paramètres utilisés dans le modèle. . . . .	93
5.4.1 Valeurs des paramètres du modèle de cohésion. . . . .	97
6.2.1 Temps de remplissage et hauteur d'eau mesurés dans le canal HERODE. . . . .	107
8.1.1 Tableau récapitulatif des sites de prélèvement. . . . .	126
8.2.1 Paramètre d'érosion de l'expérience n° 1, cas à 1 couche. . . . .	129
8.2.2 Paramètre d'érosion de l'expérience n° 2, cas à 5 couches. . . . .	130
9.1.1 Granulométries caractéristiques données par $d_{10}$ , $d_{30}$ et $d_{50}$ des sédiments érodés pour chaque expérience. . . . .	140
9.2.1 Résultats des analyses du sédiment pour chaque couche et chaque expérience de remise en suspension : tension critique d'érosion, taux d'érosion, profondeur de la couche et porosité. . . . .	143
10.1. Paramètre de calage d'érosion des expériences. . . . .	150
10.2. Paramètre de calage de la loi d'Athy sur les profils expérimentaux de porosité. . . . .	154
10.3. I Valeurs des paramètres utilisés pour la résolution numérique de la compaction, cas sans apport de matières. . . . .	157
10.3. II Valeurs des paramètres utilisés pour la résolution numérique de la compaction, cas avec apport de matières. . . . .	158
10.3. III Valeurs des paramètres utilisés le calcul de la vitesse critique d'érosion. . . . .	160
C.1.1 Valeurs des tailles caractéristiques des classes granulométriques. . . . .	191
C.1.2 Données des expériences de Lee (2004). . . . .	192
C.2.1 Données des expériences de Kamphuis & Hall (1983). . . . .	193
C.3.1 Données des expériences de Kelly & Gularte (1981). . . . .	193

F.2.1 Principaux résultats de couche limite de paroi plane en régimes laminaire et turbulent (Cousteix, 1988). . . . .	212
---	-----

## Liste des principales variables

Symbole	Unité	Définition
<b>DONNÉES MORPHOLOGIQUES</b>		
$x$	$m$	Position longitudinale dans le sens de l'écoulement
$y$	$m$	Position transversale au sens de l'écoulement
$z$	$m$	Position verticale par rapport au fond de l'écoulement
$L$	$m$	Largeur de l'écoulement
$h$	$m$	Hauteur de l'écoulement
$Z_f$	$m$	Altitude du fond de l'écoulement
$R_h$	$m$	Rayon hydraulique
<b>DONNÉES RADIOLOGIQUES</b>		
$\lambda$	$s^{-1}$	Coefficient de décroissance radioactive
$T_{1/2}$	$s$	Période de demie vie
$r^D$	$Bq.m^{-3}$	Activité volumique en radionucléides dissous dans l'eau
$r_{w,i}^D$	$Bq.m^{-3}$	Activité volumique du radionucléide $i$ dissoute dans la colonne d'eau
$r_{s,i}^D$	$Bq.m^{-3}$	Activité volumique du radionucléide $i$ dissoute dans la colonne sédimentaire
$r^S$	$Bq.kg^{-1}$	Activité massique en radionucléides particuliers
$r_{w,i}^S$	$Bq.kg^{-1}$	Activité massique particulaire du radionucléide $i$ dans la colonne d'eau
$r_{s,i}^S$	$Bq.kg^{-1}$	Activité massique particulaire du radionucléide $i$ dans la colonne sédimentaire
$r^T$	$Bq.m^{-3}$	Activité volumique totale en radionucléides
$r_{int}^D$	$Bq.m^{-3}$	Activité volumique dissoute en radionucléides à l'interface
$J_{adv,w}^D$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité dissoute par advection dans la colonne d'eau
$J_{dif,w}^D$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité dissoute par diffusion dans la colonne d'eau
$J_{adv,w}^S$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité particulaire par advection dans la colonne d'eau
$J_{dif,w}^S$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité particulaire par diffusion dans la colonne d'eau
<i>Suite page suivante . . .</i>		

... suite de la page précédente		
Symbole	Unité	Définition
$J_{adv,s}^D$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité dissoute par advection dans la colonne sédimentaire
$J_{dif,s}^D$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité dissoute par diffusion dans la colonne sédimentaire
$J_{adv,s}^S$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité particulaire par advection dans la colonne d'eau
$J_{dif,s}^S$	$Bq.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'activité particulaire par diffusion dans la colonne sédimentaire
$K_R^D$	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de diffusivité des radionucléides dissous dans l'eau de la colonne sédimentaire
$K^S$	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de diffusivité des radionucléides particulaires dans la colonne sédimentaire
<b>DONNÉES CHIMIQUES</b>		
$\omega_{(i)}^+$	$s^{-1}$	Cinétique d'adsorption (pour le radionucléide $i$ )
$\omega_{(i)}^-$	$s^{-1}$	Cinétique de désorption (pour le radionucléide $i$ )
$R$	$kg.m^{-3}$	Concentration en polluant dans l'eau
<b>DONNÉES HYDRODYNAMIQUES</b>		
$\rho_w$	$kg.m^{-3}$	Masse volumique de l'eau
$\gamma_w$	$N.m^{-3}$	Poids volumique de l'eau
$C_{w,(j)}$	$kg.m^{-3}$	Concentration volumique en matières dans la colonne d'eau (de la classe $j$ )
$C_{s,(j)}$	$kg.m^{-3}$	Concentration volumique en matières dans la colonne sédimentaire (de la classe $j$ )
$\vec{v}_w$	$m.s^{-1}$	Vecteur vitesse de l'eau
$\vec{W}_w$	$m.s^{-1}$	Vecteur vitesse des particules dans l'eau
$\vec{W}_{int}$	$m.s^{-1}$	Vecteur vitesse de l'interface entre l'eau et les particules
$p$	$N.m^{-2}$	Pression
$K_{(i)}^D$	$m^2.s^{-1}$	Tenseur de dispersivité (moléculaire et turbulente, pour le radionucléide $i$ )
$K$	$m^2.s^{-1}$	Tenseur de dispersivité (moléculaire et turbulente) des matières dans la colonne d'eau
$\eta$	$kg.m^{-1}.s^{-1}$	Viscosité dynamique de l'eau
$\nu$	$m^2.s^{-1}$	Viscosité cinématique de l'eau
$\tau_f$	$N.m^{-2}$	Tension de frottement du fluide sur le fond
Suite page suivante ...		

... suite de la page précédente		
Symbole	Unité	Définition
$J_{adv,w}$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de matières solides par advection dans la colonne d'eau
$J_{dif,w}$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de matières solides par diffusion dans la colonne d'eau
$k_s$	$m^{1/3}.s^{-1}$	Coefficient de Strickler
$k$	$m.s^{-1}$	Coefficient de perméabilité
$J_{ero,w} = E$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'érosion de matières dans la colonne d'eau
$J_{dep,w} = D$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de dépôt de matières dans la colonne d'eau
$J_w$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux net de matières dans la colonne d'eau
$J_s$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux net de matières dans la colonne sédimentaire
$C_f$	[-]	Coefficient de frottement
$u^*$	$m.s^{-1}$	Vitesse de frottement
$U_e$	$m.s^{-1}$	Vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite
$U_b$	$m.s^{-1}$	Vitesse moyenne dans une section droite de l'écoulement
<b>DONNÉES SÉDIMENTOLOGIQUES</b>		
$\rho_s$	$kg.m^{-3}$	Masse volumique des particules de sédiment
$\gamma_s$	$N.m^{-3}$	Poids volumique des particules de sédiment
$\gamma_b$	$N.m^{-3}$	Poids volumique du milieu poreux
$J_{adv,s}$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de matières solides par advection dans la colonne sédimentaire
$J_{dif,s}$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de matières solides par diffusion dans la colonne sédimentaire
$J_{dep,s}D$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de dépôt de matières dans la colonne sédimentaire
$J_{ero,s} = E$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux d'érosion de matières dans la colonne sédimentaire
$W_c$	$m.s^{-1}$	Vitesse de dépôt
$W_e$	$m.s^{-1}$	Vitesse d'érosion
$W_e^0$	$m.s^{-1}$	Vitesse d'érosion réduite
$e$	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Taux d'érosion
$C_{(j)}^*$	$kg.m^{-3}$	Concentration à l'équilibre (de la classe $j$ )
$n$	[-]	Porosité
$n_c$	[-]	Porosité minimale, complémentaire de la compacité
$n_\infty$	[-]	Limite du profil vertical de porosité
$c_c$	[-]	Compacité d'un réseau de particules en contact
Suite page suivante ...		

... suite de la page précédente		
Symbole	Unité	Définition
$c$	[-]	Compaction d'un ensemble de particules
$d$	$m$	diamètre d'une particule
$d_*$	$m$	diamètre équivalent de Yalin d'une particule
$d_x$	$m$	Diamètre de l'ouverture du tamis au travers duquel passe $x\%$ des grains
$\tau_{ce(j)}$	$N.m^{-2}$	Tension critique d'érosion (de la classe $j$ )
$\tau_{cd}$	$N.m^{-2}$	Tension critique de dépôt
$\tau^*$ ou $\theta$	[-]	Tension critique d'érosion adimensionnée ou seuil d'érosion adimensionné
$\tau'$	$N.m^{-2}$	Contrainte de poids déjaugé
$H$	$m$	Hauteur du dépôt de sédiment
$h$	$m$	Hauteur de la colonne d'eau
$m_v$	$m^2.N^{-1}$	Coefficient de compressibilité
$C_c$	%	Indice de compression
$C_v$	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de consolidation
$f_{bk}$	$kg.m^2.s^{-1}$	Fonction de densité de flux global de Kynch
$\sigma'$	$N.m^{-2}$	Contrainte effective
$\Phi$	$rad$	Angle de interne caractéristique des grains
$Re$	[-]	Nombre de Reynolds
$N$	[-]	Nombre de particules
$N_m$	[-]	Nombre de particules de taille minimale
$C$	[-]	Nombre de coordination
$C_M$	[-]	Nombre de coordination maximal
$C_I$	[-]	Nombre de coordination à l'interface
$S_I$	$m^2$	Surface de contact
$d_e$	$m$	Distance d'efficacité de la cohésion entre deux particules
$d_m$	$m$	Diamètre des plus petites particules exerçant la cohésion
<b>DIVERSES DONNÉES PHYSIQUES</b>		
$A_H$	$J$	Constance de Hamaker
$d_i$	$m$	Distance interparticulaire
$b$	$m$	Distance entre deux centres de particules
$r_i$	$m$	Rayon d'une particule $i$
$F_A$	$N$	Force d'adhésion sur une particule
Suite page suivante ...		



... suite de la page précédente		
Symbole	Unité	Définition
$F_L$	$N$	Force de sustentation du fluide sur une particule
$F_D$	$N$	Force d'entraînement du fluide sur une particule
$F'_g$	$N$	Force de poids déjaugé d'une particule
$C_D$	[-]	Coefficient d'entraînement d'une particule
$C_L$	[-]	Coefficient de sustentation d'une particule
$k_1$	[-]	Facteur de forme d'une particule pour l'entraînement d'une particule
$k_2$	[-]	Facteur de forme d'une particule pour la sustentation d'une particule
$k_3$	[-]	Facteur de forme d'une particule pour le poids d'une particule
$k_5$	[-]	Facteur de forme d'une particule pour la sustentation d'une particule
$\alpha$	$rad$	Facteur d'enfouissement d'une particule
$Re^* = \frac{d.u^*}{\nu}$	[-]	Nombre de Reynolds particulaire



# Bibliographie

- Aberle, J., Nikora, V. & Walters, R. (2004). Effects of bed material properties on cohesive sediment erosion. *Marine Geology*, 207(1-4) :83–93.
- Alloway, B. (1995). *Heavy Metals in Soils*. Blackie Academic and Professional, an imprint of Chapman and Hall, Glasgow, édition second.
- Amos, C., Bergamasco, A., Umgiesser, G., Cappucci, S., Cloutier, D., DeNaf, L., Flindt, M., Bonardi, M. & Crisante, S. (2004). The stability of tidal flats in Venice Lagoon—the results of in-situ measurements using two benthic, annular flumes. *Journal of Marine Systems*, 54 :211–241.
- Ancelin, J., Guéguénat, P. & Germain, P. (1979). *Radioécologie marine, étude du devenir des radionucléides rejetés en milieu marin et application à la radioprotection*. Eyrolles, Paris, édition eyrolles.
- Bassoullet, P., Le Hir, P., Gouleau, D. & Robert, S. (2000). Sediment investigation over an intertidal mudflat : field investigation and estimation of fluxes within the "baie de marennes-oleron" (france). *Continental Shelf Research*, 20 :1635–1653.
- Beaudouin, B. & Rycx, Y. (2000). *L'identification des sources sédimentaires du bassin-versant du Rhône par l'étude des matières en suspension de ses principaux affluents*. Mémoire de maîtrise, Université Paris VII - Denis Diderot.
- Bellair, P. & Pomerol, C. (1984). *Eléments de géologie*. Armand Colin, Paris.
- Belleudy, P. (2001). Le transport solide en rivière : lacunes de connaissances et besoins méthodologiques. Rapport technique, INPG.
- Bergeonneau, P. (2004). Définition de la radioactivité. internet webpage : [http ://www.cea.fr](http://www.cea.fr), consultée le 16-06-04, Commissariat à l'Energie Atomique.
- Berner, R. A. (1971). *Principles of Chemical Sedimentology*. McGraw-Hill, édition international series in the earth and planetary sciences.

- Black, K., Tolhurst, T., Paterson, D. & Hagerthey, S. (2002). Working with natural cohesive sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(1) :2–8.
- Boillat, J.-L. & Graf, W. H. (1982). Vitesse de sédimentation de particules sphériques en milieu turbulent. *Journal of Hydraulic Research*, 20(5) :395–413.
- Bolla, M. (2004). Modélisation de l'écoulement dans un canal de section rectangulaire. rapport de stage, 2<sup>e</sup> année, ESM2.
- Boyer, P., Beaugelin-Seiller, K., Ternat, F., Anselmet, F. & Amielh, M. (2005). A dynamic box model to predict the radionuclide behaviour in rivers for medium and long-term periods. *Radioprotection*, 40(1) :S307–S313.
- Brach-Papa, C., Boyer, P., Ternat, F., Amielh, M. & Anselmet, F. (2006). Settling classes of fine suspended particles. *Comptes Rendus de Mécanique*, 334(8-9) :560–567.
- Brenon, I. & Le Hir, P. (1999). Modelling turbidity maximum in the seine estuary : Identification of fomration processes. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, 49 :525–544.
- Bürger, R., Bustos, M. & Concha, F. (1999). Settling velocities of particulate systems : 9. *International Journal of Mineral Processing*, 55 :267–282.
- Bürger, R. & Concha, F. (1998). Mathematical model and numerical simulation of the settling of flocculated suspensions. *International Journal of Multiphase Flow*, 24 :1005–1023.
- Bürger, R., Concha, F. & Tiller, F. (2000). Applications of the phenomenological theory to several published experimental cases of sedimentation processes. *Chemical Engineering Journal*, 80 :105–117.
- Buffin-Belanger, T., Roy, A. G. & Kirkbride, A. D. (2000). Vers l'intégration des structures turbulentes de l'écoulement dans la dynamique d'un cours d'eau à lit de graviers. *Géographie physique et quaternaire*, 54(1) :105–117.
- Burgos, R. & Concha, F. (2005). Futher develoment of software for the design and simulation of industrial thickeners. *Chemical Engineering Journal*, article in press.
- Bustos, M. & Concha, F. (1999). Settling velocities of particulate systems : 10. *International Journal of Mineral Processing*, 57 :183–203.
- Cappucci, S., Amos, C., Hosoe, T. & Umgiesser, G. (2004). Slim : a numerical model to evaluate the factors controlling the evolution of intertidal flats in venice lagoon, italy. *Journal of Marine Systems*, 51 :257–280.

- Claquin, C. (2003). *Etude du comportement de l'interface milieu granulaire et inclusion par une approche multi-échelle*. Ph-d, INSA Lyon.
- Concha, F. & Bustos, M. (1987). A modification of the kynch theory of sedimentation. *American Institute of Chemical Engineers*, 33(2) :312–315.
- Coussot, P. & Ancey, C. (1999). Rhéophysical classification of concentrated suspensions and granular paste. *Physical Review*, 59.
- Cousteix, J. (1988). *Aérodynamique en fluide visqueux*. Cours de l'ENSAE.
- Dade, W., Nowell, A. & Jumars, P. (1992). Predicting erosion resistance of muds. *Marine Geology*, 105 :285–297.
- Degoutte, G. (2001). *Hydraulique et dynamique fluviale*.
- Degoutte, G. & Royet, P. (2005). *Aide Mémoire de mécanique des sols (2ème édition)*. Série Eau. Éditions de l'ENGREF.
- Dey, S. & Westrich, B. (2003). Hydraulics of submerged jet subject to change in cohesive bed geometry. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(1) :44–53.
- Dumas, F. (2004). Conception et réalisation d'un canal hydraulique pour l'étude de la dynamique sédimentaire. Rapport technique, Projet de fin d'étude CNAM. Technical report, IRPHE (unpublished).
- Dyer, K. R. & Manning, A. J. (1998). Observation of the size, settling velocity and effective density of flocs, and their fractal dimension. *Journal of Sea Research*, 41 :87–95.
- El Ganaoui, O. (2002). *Modélisation de la dynamique sédimentaire pour les transferts de radionucléides dans les cours d'eau*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille II.
- El Ganaoui, O., Schaaff, E., Boyer, P., Amielh, M., Anselmet, F. & Grenz, C. (2004). The deposition and erosion of cohesive sediments determined by a multi-class model. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 60(3) :457–475.
- El Ganaoui, O., Schaaff, E., Boyer, P., Amielh, M., Anselmet, F. & Grenz, C. (2007). Erosion of the upper layer of cohesive sediments : characterization of some properties. *Journal of Hydraulic Engineering*, Sous presse.
- Eyrolle, F., Benoît, R., Antonelli, C. & Métivier, J. M. (2006). Radioactivité artificielle dans les eaux du Rhône aval. Conséquences des crues sur les niveaux d'activité des eaux et sur les flux à la mer. *Environnement, risques et santé*, 5(2) :83–92.

- Eyrolle, F. & Charmasson, S. (2004). Importance of colloids in the transport within the dissolved phase ( $<450$  nm) of artificial radionuclides from the Rhône river towards the Gulf of Lions (Mediterranean Sea). *Journal of Environmental Radioactivity*, 72 :273–286.
- Fournier-Bidoz, V. & Garnier-Laplace, J. (1994). Etude bibliographique sur les échanges entre l'eau, les matières en suspension et les sédiments des principaux radionucléides rejetés par les centrales nucléaires. Rapport technique SERE 94/073, Insitut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.
- Gargani, J. (2004). Contribution à l'étude de la vitesse critique d'érosion des sols cohésifs. *C. R. Geosciences*, 336 :561–566.
- Gargani, J. (2005). *Modélisation de l'érosion fluvatile long-terme*. Thèse de doctorat, Ecole des mines de Paris.
- Garrido, P., Bürger, R. & Concha, F. (2000). Settling velocities of particulate systems : 11. *International Journal of Mineral Processing*, 60 :213–227.
- Gelard, D. (2005). *Identification et caractérisation de la cohésion interne dui matériau terre dans ses conditions naturelles de conservation*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Gibson, R. E., England, G. L. & Hussey, M. J. L. (1967). The theory of one-dimensional consolidation of saturated clays 1 : Finite non-linear consolidation of thin homogeneous layers. *Geotechnique*, 17 :261–273.
- Graf, W. H. (1984). *Hydraulics of Sediment Transport*. Water Resources publications, LLC, Highlands Ranch, Colorado.
- Graf, W. H. & Altinakar, M. (1996). *Hydraulique Fluviale, Tome 2 : Ecoulement non permanent et phénomènes de transport*, volume 16 de *Traité de Génie Civil de l'école polytechnique fédérale de Lausanne*. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne.
- Guo, J. & Julien, P. Y. (2001). Turbulent velocity profiles in sediment-laden flows. *Journal of Hydraulic Research*, 39(1) :11–23.
- Holtz, R. D. & Kovacs, W. D. (1981). *An Introduction to Geotechnical Engineering*. Ecole polytechnique de Montréal.
- Houwing, E.-J. & van Rijn, L. C. (1998). In situ erosion flume (isef) : determination of bed shear-stress and erosion of a kaolinite bed. *Journal of Sea Research*, 39 :243–253.

- Ichikawa, Y., Kawamura, K., Nakano, M., Kitayama, K., Seiki, T. & Theramast, N. (2001). Seepage and consolidation of bentonite saturated with pure- or salt-water by the method of unified molecular dynamics and homogenization analysis. *Engineering Geology*, 60 :127–138.
- IRSN (1997). Tchernobyl. Les livrets de l'irsn, Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire.
- Israelachvili, J. N. (1985). *Intermolecular and surface forces*. Academic Press.
- Kamphuis, J. W. & Hall, K. R. (1983). Cohesive material erosion by unidirectional current. *Journal of Hydraulic Engineering*, 109(1) :49–61.
- Kelly, W. E. & Gularte, R. C. (1981). Erosion resistance of cohesive soils. *Journal of the Hydraulics Division*, 107(HY10) :1211–1224.
- Kranenburg, C. (1999). Effects of the floc strength on viscosity and deposition of cohesive sediment suspensions. *Continental Shelf Research*, 19 :1665–1680.
- Krone, B. (1962). Flume studies of the transport of sediments un estuarial shoaling processes, final report. Rapport technique, Hydr. Eng. and San. Eng. Res. Lab, University of California Berkeley.
- Krone, B. (1999). Effects of bed structure on erosion of cohesive sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(12) :1297–1301.
- Kynch, G. J. (1952). A theory of sedimentation. *Transactions of the Faraday Society*, 48(2) :166–176.
- Ladd, C. C. & Kinner, K. B. (1967). The strength of clays at low effective stress. Rapport technique 3-101, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station.
- Lansard, B. (2004). *Quantification du stock de radionucléides dans le prodelta du Rhône*. Thèse de doctorat, Aix-Marseille II.
- Lee, C. (2004). Automated sediment erosion testing system using digital imaging. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(8) :771–782.
- Lee, I. K. (1968). *Soil Mechanics selected topics*. Butterworths, London.
- Lefebvre, G., Rohan, K. & Milette, J.-P. (1986). Erosivity of intact clay : Influence of the natural structure. *Canadian Geotechnics Journal*, 23 :427–434.

- Leupi, C. (2006). *Numerical Modeling of cohesive sediment transport and bed Morphology in estuaries*. Thèse de doctorat., École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Lopes, J., Dias, J. & Dekeyser, I. (2006). Numerical modelling of cohesive sediments transport in the ria de aveiro lagoon, portugal. *Journal of Hydrology*, 319 :179–198.
- Mehta, A. J. (1982). Resuspension potential of cohesive sediment bed : estuarine comparisons. Dans *Sixth biennial International Estuarine Research Conference*, pages 591–601, Gleneden Beach. Academic Press.
- Mehta, A. J. (1991). Review notes on cohesive sediment erosion. Dans *Coastal Sediments 1991 : Proceedings of a Specialty Conference on Quantitative Approaches to Coastal Sediment Processes.*, volume 0-87262-808-6, pages 40–53, New York. ASCE.
- Mehta, A. J., Hayter, E. J., Parker, W. R., Krone, R. B. & Teeter, A. M. (1989). Cohesive sediment transport 1 : Process description. *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(8) :1076–1093.
- Migniot, C. (1968). A study of the physical properties of different very fine sediment and their behaviour under hydrodynamic action. *La Houille Blanche*, 7 :591–620.
- Migniot, C. (1982). *Étude de la dynamique sédimentaire marine, fluviale et estuarienne*. Thèse de doctorat d'état., Université de Paris-Sud.
- Mitchener, H. & Torfs, H. (1996). Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, 29 :1–25.
- Mylvaganam, S. & Jakobsen, T. (1998). Turbidity sensor for underwater applications. page internet consultée le 18/12/06, [www.aanderaa.no/PDF/Files/Turbidity%20Sensor%20Design%20and%20performance.pdf](http://www.aanderaa.no/PDF/Files/Turbidity%20Sensor%20Design%20and%20performance.pdf), AANDERAA.
- Nezu, I., Kadota, A. & Hiroji, N. (1997). Turbulent structure in unsteady depth-varying open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123 :752–763.
- Nguyen, A., Evans, G. & Schulze, H. (2001). Prediction of van der waals interaction in bubble-particle attachment in flotation. *International Journal of Mineral Processing*, 61 :155–169.
- Panagiotopoulos, I., Voulgaris, G. & Collins, M. B. (1997). The influence of clay on the threshold of movement of fine sandy bed. *Coastal Engineering*, 32 :19–43.



- Parchure, T. M., McAnally, W. H. & Teeter, A. M. (2001). Desktop method for estimating vessel-induced sediment suspension. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(7) :577–587.
- Parchure, T. M. & Mehta, A. J. (1985). Erosion of soft cohesive sediment deposits. *Journal of Hydraulic Engineering*, 111(10) :1308–1326.
- Partheniades, E. (1965). Erosion and deposition of cohesive soils. *Journal of Hydraulics Division, ASCE*, HY1(91) :105–139.
- Perigaud, C. (1982). *Mécanismes d'érosion des sédiments cohésifs sous l'action d'un courant*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Peters, G. P. & Smith, D. W. (2004). The influence of advective transport on coupled chemical and mechanical consolidation of clays. *Mechanics of Materials*, 36(5-6) :467–486.
- Petroff, A. (2005). *Étude mécaniste du dépôt sec d'aérosols sur les couverts végétaux*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille II.
- Pilotti, M. & Menduni, G. (2001). Beginning of sediment transport of incoherent grains in shallow shear flows. *Journal of Hydraulic Research*, 39(2) :115–124.
- Ravisangar, V., Dennett, K., Sturm, T. & Amirtharajah, A. (2001). Effect of sediment ph on resuspension of kaolinite sediments. *Journal of Environmental Engineering*, 127(6) :531–538.
- Ravisangar, V., Sturm, T. & Amirtharajah, A. (2005). Influence of sediment structure on erosional strength and density of kaolinite sediment beds. *Journal of Hydrology*, 131(5) :356–365.
- Revil, A., Grauls, D. & Brévar, O. (2002). Mechanical compaction of sand/clay mixtures. *Journal of Geophysical Research*, 107(B11) :2293.
- Revil, A. & Leroy, P. (2001). Hydroelectric coupling in a clayey material. *Geophysical Research Letters*, 28(8) :1643–1646.
- Revil, A. & Pessel, M. (2002). Electroosmotic flow and the validity of the classical darcy equation in silty shales. *Geophysical Research Letters*, 29(9).
- Revil, A., Pezard, P. & Glover, P. (1999). Streaming potential in porous media 1. theory of zeta potential. *Journal of Geophysical Research*, 104(B9) :20021–20031.

- Roberts, W., Le Hir, P. & Whitehouse, R. (2000). Investigation using simple mathematical models of the effect of tidal currents and waves on the profile shape of intertidal mudflats. *Continental Shelf Research*, 20 :1079–1097.
- Rolland, B. (2006). *Transferts des radionucléides artificiels par voie fluviale : conséquence sur les stocks sédimentaires rhodaniens et les exports vers la Méditerranée*. Ph-d, Paul Cezanne.
- Roussel, N., Lanos, C. & Mélinge, Y. (2002). Conditions de drainage d'un matériau granulaire saturé en écoulement. *Rhéologie*, 1 :11–16.
- Saffman, P. (1965). The lift force on a small sphere in a shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 22(2) :385–400.
- Sanford, P. L. & Maa, J. P.-Y. (2001). A unified formulation for fine sediments. *Marine Geology*, 179 :9–23.
- Ternat, F., Amielh, M., Anselmet, F., Boiron, O., Boyer, P. & Pietri, L. (2006). Région de développement des écoulements de tube. Dans *Journées des Activités Universitaires de Mécanique*, La rochelle (France).
- Tiller, F. M. (1981). Revision of kynch sedimentation theory. *American Institute of Chemical Engineers*, 27(5) :823–829.
- Torfs, H., Mitchener, H., Huysentruyt, H. & Toorman, E. (1996). Settling and consolidation of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, 29(1-2) :27–45. TY - JOUR.
- Wiberg, P. L. & Smith, J. D. (1987). Calculations of the critical shear stress for motion of uniform and heterogeneous sediments. *Water Resources Research*, 23(8) :1471–1480.
- Yalin, M. (1977). *Mechanics of Sediment Transport*. Pergamon Press, Oxford, édition 2nd.
- Ziervogel, K. & Bohling, B. (2003). Sedimentological parameters and erosion behaviour of submarine coastal sediments in the south-western baltic sea. *Geological Marine Letters*, 23 :43–52.
- Zreik, D. A., Germain, J. T. & Ladd, C. C. (1997). Undrained strength of ultra-weak cohesive soils : Relationship between water content and effective stress. *Soils and Foundations*, 37(3) :117–128.
- Zreik, D. A., Germain, J. T. & Ladd, C. C. (1998a). Failure envelope of cohesive soils in the ultra-low stress range. *Soils and Foundations*, 38(2) :201–210.

- Zreik, D. A., Krishnappan, B. G., Germain, J. T., Madsen, O. S. & Ladd, C. C. (1998b). Erosionnal and mechanical strengths of deposits cohesive sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(11) :1076–1085.
- Zreik, D. A., Ladd, C. C. & Germain, J. T. (1995). A new fall cone device for measuring the undrained strength of very weak cohesive soils. *Geotechnical Testing Journal*, 18(4) :472–482.



## RÉSUMÉ

### ÉROSION DES SÉDIMENTS COHÉSIFS EN AUTOCONSOLIDATION.

Les polluants et les matières qui transitent dans les cours d'eau peuvent constituer des stocks dans la colonne sédimentaire. Ces dépôts, soumis aux processus d'autoconsolidation, sont sujets au vieillissement et à l'enfouissement, qui augmentent leur temps de résidence dans la colonne sédimentaire par augmentation de leur résistance à l'érosion. Les flux de polluants peuvent être ramenés aux flux de matières sédimentaires, dont l'érosion est décrite par des lois à seuil.

Nous proposons une modélisation du seuil d'érosion d'un sédiment cohésif. Ce modèle considère les propriétés cohésives des matières qui composent les couches sédimentaires, en s'appuyant sur la force attractive électrostatique de contact de Van der Waals. Cette force, que nous avons paramétrée par la granulométrie et la porosité, vient s'ajouter au bilan des forces généralement considéré pour modéliser le seuil d'érosion.

Des expériences d'érosion artificielle ont été menées dans un canal à érosion, avec des sédiments naturels prélevés dans la partie en aval du Rhône, pour en évaluer le seuil d'érosion, la granulométrie et la porosité. Les résultats des expériences alimentent la littérature en données expérimentales sur l'érosion de sédiments cohésifs consolidés.

Le modèle d'érosion ainsi développé est appliqué dans les conditions expérimentales. Il donne un bon accord avec les mesures. Nous illustrons sa prise en compte dans un modèle de consolidation, permettant de construire des diagrammes du type Mohr pour l'érosion d'un sédiment cohésif faiblement consolidé.

## MOTS CLÉS

Modélisation, Expériences, Tension critique d'érosion, Seuil d'érosion, Sédiments cohésifs, Autoconsolidation, Interactions de Van der Waals, Remise en suspension, Diagramme de Shields, Diagramme de Mohr, Mécanique des fluides.

## ABSTRACT

### EROSION OF SELF-WEIGHT CONSOLIDATED COHESIVE SEDIMENTS.

Pollutants and suspended matters of a river can accumulate into the sedimentary column. Once deposited, they are submitted to self-weight consolidation processes, ageing and burying, leading to an increase of their erosion resistance. Pollutant fluxes can be related to sedimentary fluxes, determined by threshold laws.

In this work, an erosion threshold model is suggested by introducing a cohesion force into the usual force balance. A model of cohesion is developed on the basis of interactions between argillaceous cohesive particles (clays), particularly the Van der Waals force, whose parameterization is ensured by means of granulometry and porosity.

Artificial erosion experiments were performed in a recirculating erosion flume with natural cored sediments where critical shear stress measurements were performed. Other analyses provided granulometry and porosity. The results obtained constitute a good database for the literature.

The model is then applied to the experimental conditions and gives good agreement with measurements. An example of the accounting for self-weight consolidation processes is finally suggested, before finishing on a Mohr like diagram dedicated to soft cohesive sediment erosion.

## KEY WORDS

Modelling, Experiment, Critical shear stress, Erosion threshold, Cohesive sediments, Self-weight consolidation, Van der Waals interactions, Resuspension, Shields diagram, Mohr diagram, Fluid mechanics.